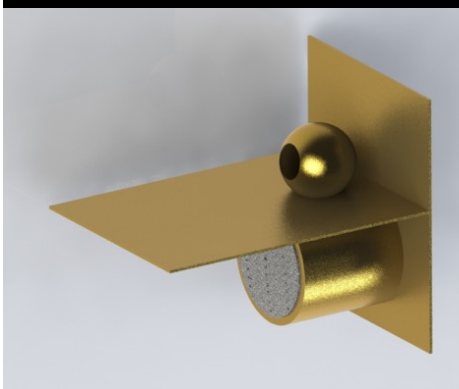


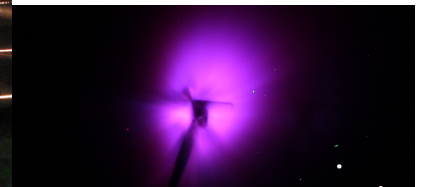
Energieverlust und Ladungsverteilung von Calciumionen in dichtem, schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma

Energy Loss and Charge State Distribution of Calcium ions in dense moderately coupled carbon plasma

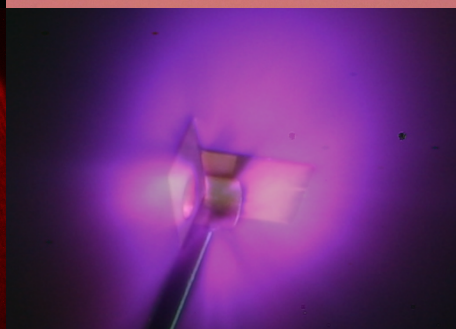
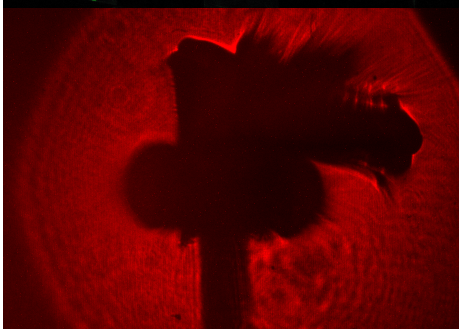
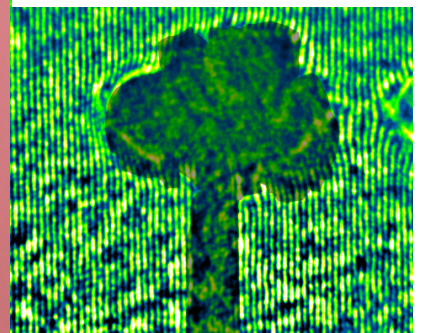
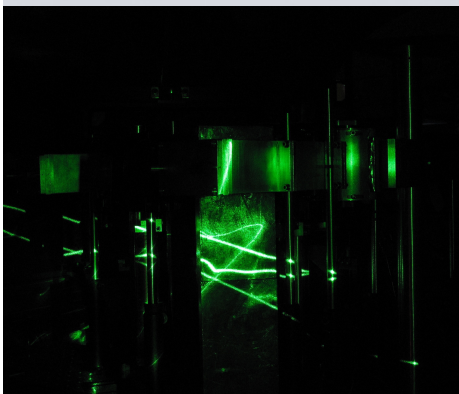
Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr.rer.nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. **Alex Ortner** aus Roth
Juli 2015 - Darmstadt - D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



Energieverlust und Ladungsverteilung von Calciumionen in dichtem, schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma

Energy Loss and Charge State Distribution of Calcium ions in dense, moderately coupled carbon plasma

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Alex Ortner aus Roth

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

2. Gutachten: Prof. Dr. Oliver Boine-Frankenheim

Tag der Einreichung: 14.04.2015

Tag der Prüfung: 29.06.2015

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Energieverlust und die Ladungsverteilung von Calciumionen (Energie: $E_p = 3,5 \text{ MeV/u}$), die mit einem dichten, schwach gekoppelten Kohlenstoffplasma (Kopplungsparameter: $\Gamma = 0,1 - 0,5$) wechselwirken, untersucht. Der schwach gekoppelte Plasmazustand wird durch volumetrisches Heizen einer Kohlenstofffolie mit thermischer Röntgenstrahlung erreicht. Zur Erzeugung der Röntgenstrahlung wird ein Doppelgoldhohlraum verwendet, in dem intensive Laserstrahlung in thermische Röntgenstrahlung konvertiert wird. Im Vergleich zu Vorgängerexperimenten konnte die Elektronendichte und die Plasma-Kopplung um eine Größenordnung gesteigert werden. In dieser Arbeit werden erstmals experimentelle Ergebnisse für den Energieverlust und die Ladungsverteilung in diesem Parameterbereich präsentiert.

Alle Experimente wurden am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt, welches die einzigartige Möglichkeit bietet, einen Schwerionenbeschleuniger und einen Hochenergielaser an einem Messplatz zu kombinieren.

Ein intensiver Laserpuls (150 J in 1 ns mit $\lambda_L = 527 \text{ nm}$) wird in einen kugelförmigen Hohlraum, mit einem Durchmesser von $600 \mu\text{m}$ fokussiert und erzeugt dort ein heißes Goldplasma auf der Hohlrauminnenwand, welches als effiziente Röntgenstrahlungsquelle dient. Im Hohlraum bildet sich ein quasi-thermisches Strahlungsspektrum mit einer Strahlungstemperatur von $T_r = (98 \pm 6) \text{ eV}$ aus. Diese Röntgenstrahlung wird in einen zweiten, sich daran anschließenden Zylinderhohlraum (Durchmesser: $1000 \mu\text{m}$, Länge: $950 \mu\text{m}$) geleitet und heizt dort zwei dünne Kohlenstofffolien (je $100 \mu\text{g/cm}^2$) in einen dichten Plasmazustand. Die Strahlungstemperatur im Sekundärhohlraum liegt bei $T_r = (33 \pm 5) \text{ eV}$. Diese indirekte Methode hat gegenüber der direkten Laserheizung den Vorteil, dass die Strahlungsenergie gleichmäßig im gesamten Probenvolumen und nicht nur in der unterkritischen Plasmakorona deponiert wird. Damit kann ein schnelles Ausdünnen des Plasmas und der Einfluss von Inhomogenitäten des Laserfokuses auf die Plasmaentwicklung vermieden werden. Des Weiteren bildet sich das Plasma aufgrund der Geometrie des Hohlraums und des hydrodynamischen Einschlusses entlang der Ionenstrahlachse aus und kann so präzise mit den Ionenpulsen untersucht werden. Mit diesen Doppelhöhlräumen konnte ein vergleichsweise kaltes ($T = 5 - 10 \text{ eV}$) und teilionisiertes ($Z_{ion} = 2 - 4$) Kohlenstoffplasma mit Elektronendichten von bis zu $n_e = 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erzeugt werden. Das Plasma bleibt über einen Zeitraum von 5 ns in einem dichten und homogenen Zustand, so dass es gut mit den 3 ns langen Ionenpulsen untersucht werden kann. Die Hohlraumtargets wurden in mehreren Iterationsschritten mit Hilfe von 2D-Hydrodynamiksimulationen und experimentellen Messungen optimiert und für die Anforderungen an kombinierte Ionenstrahlexperimente angepasst.

Der Energieverlust, den der Ionenstrahl im Plasma erfährt, hängt empfindlich vom Ladungszustand des Projektils ab. Um den Einfluss der Plasmaparameter auf die Ladungsverteilung des Ionenstrahls zu untersuchen, wurde eine vergleichende Simulationsstudie durchgeführt. Die Studie erstreckt sich über einen großen Parameterbereich mit Ionendichten von 10^{18} bis 10^{23} cm^{-3} und Temperaturen von 10 bis 200 eV . Die Ladungsverteilung des Ionenstrahls stellt sich durch das dynamische Gleichgewicht aller Ionisations- und Rekombinationsprozesse ein. Sowohl die Ionisations- und Rekombinationsraten wie auch die Zerfalls- und An-

regungsraten hängen hierbei auf unterschiedliche Weise von den Plasmaparametern ab. Diese Abhängigkeiten wurden mit einem eigens dafür entwickelten Monte-Carlo Code, der sämtliche Umladungsprozesse der Projektilionen bei Wechselwirkung mit den Plasmateilchen berücksichtigt, für ein Calciumionenstrahl mit einer Energie von 3,5 MeV/u in einem Kohlenstoffplasma simuliert. Das Hauptergebnis der Studie ist, dass sich, insbesondere im kalten, teilionisierten Plasma, Parameterbereiche finden lassen, in dem der mittlere austretende Ladungszustand des Ionenstrahls wegen einer Resonanz der dielektronischen Rekombination unter den Wert des Kaltgasgleichgewichtszustands sinkt. Dieser Effekt ist unerwartet, da im Plasma der Ladungszustand aufgrund der sinkenden Einfangwahrscheinlichkeiten von gebundenen Elektronen typischerweise erhöht ist. Des Weiteren wurde herausgefunden, dass der Energieverlust im Plasma weniger vom Projektilladungszustand als vom Verhältnis freier zu gebundener Elektronen, also vom Plasmaionisationsgrad, abhängt.

Der Energieverlust und die Ladungsverteilung wurden in mehreren experimentellen Kampagnen ausführlich vermessen. Der Energieverlust wurde hierbei über eine Flugzeitmessung und die Ladungsverteilung mit Hilfe eines Magnetspektrometers bestimmt. Insgesamt wurde ein Anstieg des Energieverlustes um über 80 Prozent von $(22 \pm 3) \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ im kalten Kohlenstoff auf $(40 \pm 4) \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ im Plasma gemessen. Die experimentellen Ergebnisse liegen damit etwa 10 bis 15 Prozent über den theoretischen Vorhersagen. Die Messung der Ladungsverteilung der Ionen nach Wechselwirkung mit dem Plasma bzw. kalter Kohlenstoffolie zeigt, wie von den Simulationen in der Parameterstudie vorhergesagt, keine signifikante Erhöhung des mittleren Ladungszustandes im Fall von Plasma. Für den Festkörper wurde für den mittleren Projektil-ladungszustand ein Wert von $16,8 \pm 1,2$ und für die Wechselwirkung mit Plasma ein Wert von $16,9 \pm 1,4$ gemessen.

Die Ergebnisse der Targetentwicklung wurden in [Ortner 2015b] und die der Parameterstudie in [Ortner 2015c] publiziert. Eine Publikation der experimentellen Ergebnisse der Energieverlust- und Ladungsverteilungsmessung ist in Vorbereitung [Ortner 2015a].

Abstract

In this thesis the interaction of swift calcium ions (Energy: 3,5 MeV/u) with a dense and moderately coupled carbon plasma (Coupling parameter: $\Gamma = 0,1 - 0,5$) is investigated. The plasma state is generated by heating a thin carbon foil volumetrically by thermal X-ray radiation. The thermal X-ray radiation itself is generated by the conversion of a high energy laser beam in a hohlraum cavity. Compared to earlier ion stopping experiments the electron density and the plasma coupling parameter could be increased by an order of magnitude. This work provides the first time experimental energy loss and charge state distribution data in this moderately coupled interaction regime. The thesis consists of a theoretical part where the ion beam plasma interaction is studied for a broad range of plasma parameters and an experimental part where the ion beam interaction with the hohlraum plasma target is measured.

All the described experiments were carried out at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. This facility offers the unique possibility to combine a heavy ion beam from an accelerator with a high energy laser beam in one interaction chamber.

An intense laser pulse (150 J of laser energy in 1 ns at $\lambda_L = 527$ nm) is focused inside a 600 μm diameter spherical cavity and generates a hot gold plasma that emits X-rays. The absorbed and reemitted radiation establishes a spatially uniform temperature distribution in the cavity and serves as an intense, isotropic X-ray source with a quasi-thermal spectral distribution. These thermal X-rays with a radiation temperature of $T_r = 98 \pm 6$ eV then propagate into a secondary cylindrical hohlraum (diameter: 1000 μm , length: 950 μm) where they volumetrically heat two thin carbon foils to the plasma state. The radiation temperature in the secondary hohlraum is $T_r = 33 \pm 5$ eV. This indirect laser heating scheme has the advantage that the whole sample volume is instantaneously heated and that the plasma is inertially and thermally confined, as hydrodynamic expansion is limited and radiative cooling is suppressed. Typical disadvantages of direct laser heated plasmas like a hot and fast diluting plasma corona as well as spatial and temporal inhomogeneities due to the inherently non-uniform intensity distribution of the laser focal spot, are avoided. The used double hohlraum target allows to create a partially ionized plasma ($Z_{ion} = 2 - 4$) with electron densities close to solid state density ($n_e = 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) and moderate temperatures ($T = 5 - 10$ eV). The used hohlraum design has been studied in details and optimized by means of 2D hydrodynamic simulations.

The energy loss of ions traveling through ionized matter strongly depends on their charge state, so a detailed understanding of the charge transfer processes in a wide range of plasma parameters is required. To determine the influence of the plasma temperature and density on the projectile charge state, a parametric study has been carried out covering a parameter space with ion densities of $10^{18} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ and temperatures of 10 – 200 eV. The projectile charge state distribution is determined by the ionization and recombination rates which are balancing each other out. Both, ionization and recombination rates, as well as atomic excitation and decay rates, depend on the plasma parameters in different ways. These effects have been simulated by a specially developed Monte-Carlo Code on the example of a calcium ion beam at an energy of 3,5 MeV/u in a carbon plasma. The main finding is that the mean charge state in plasma can be lower than in cold matter. This is a surprising result, because the projectile charge state is expected to increase in plasma due to the suppressed recombination rates with bound electrons.

Actually, due to a resonance effect in the dielectronic recombination process the recombination rate is enhanced in partially ionized plasma, which leads to a lowering of the mean beam charge state. Another result of this study is that the energy loss depends more sensitively on the plasma ionization degree than on the projectile charge state.

Finally the energy loss and the charge state distribution of a calcium ion beam have been experimentally investigated in the considered hohlraum plasma. The energy loss has been measured with a time of flight method and the charge state distribution with a magnet charge state spectrometer. The measurements show an increase of the energy loss of more than 80% from $(22 \pm 3) \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ in solid carbon to $(40 \pm 4) \text{ keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ in carbon plasma. The experimental results lie 10 to 15% above the predictions of common stopping power theories. The measured charge state distribution of the ion beam after interaction with the plasma shows no significant difference with the distribution after interaction with a cold carbon foil, as expected from the simulations. The measured mean charge state for cold carbon is $16,8 \pm 1,2$ and the value after the interaction with the plasma is $16,9 \pm 1,4$.

The results of the characterization of the hohlraum targets have been published in [Ortner 2015b] and the results of the theoretical study in [Ortner 2015c]. A publication with the energy loss results is in preparation [Ortner 2015a].

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungs- und Fremdwortverzeichnis	9
Einleitung	11
1 Theorie	17
1.1 Grundlagen der Plasmaphysik	17
1.1.1 Beschreibung eines Plasmas	18
1.1.2 Nicht-Idealität und Kopplung eines Plasmas	20
1.2 Lasererzeugte Plasmen	21
1.2.1 Erzeugung und Heizung des Laserplasmas	21
1.2.2 Thermalisierung und Wärmetransport	23
1.3 Lasererzeugte Hohlraumstrahlung	24
1.3.1 Plasma als Röntgenstrahlungsquelle	24
1.3.2 Hohlraumstrahlung	27
1.3.3 Strahlungsfluss und Strahlungstemperatur im Hohlraum	29
1.4 Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie	32
1.4.1 Binäre Stoßmodelle	33
1.4.2 Dielektrische Modelle	34
1.4.3 Mittlerer Ladungszustand und Abschirmung des Projektils	35
1.5 Energieverlust im teilionisierten Plasma	38
1.5.1 Das Standard Stopping Model	39
1.5.2 Die Unitary Convolution Approximation	39
1.5.3 Die Random Phase Approximation	40
2 Experimentelle Methoden	43
2.1 Beschleunigeranlage und Lasersysteme	45
2.1.1 UNILAC-Beschleuniger	45
2.1.2 PHELIX-Laser	46
2.1.3 NHELIX-Laser	46
2.2 Plasma- und Hohlraumdiagnostik	46
2.2.1 Messung der freien Elektronendichte - Interferometrie	46
2.2.2 Messung der Plasmaexpansion - Schattenabbildung	48
2.2.3 Messung der Strahlungstemperatur - Röntgen-Streak-Spektrometer	48
2.3 Ionenstrahldiagnostik	49
2.3.1 Messung des Energieverlustes	49
2.3.2 Messung der Ladungsverteilung	51
2.4 Übersicht über die durchgeführten Experimente	53
2.5 Zusammenfassung der experimentellen Parameter	55

3	Targetentwicklung	57
3.1	Targetgeometrie	58
3.2	Targetbau	60
3.3	Der Primärhohlraum	62
3.3.1	Simulation des Primärhohlraums	62
3.3.2	Experimentelle Charakterisierung des Primärhohlraums	66
3.4	Der Sekundärhohlraum	67
3.4.1	Simulation des Sekundärhohlraums	68
3.4.2	Experimentelle Charakterisierung des Sekundärhohlraums	70
3.5	Das Kohlenstoffplasma im Sekundärhohlraum	70
3.5.1	Simulation des Kohlenstoffplasmas	71
3.5.2	Experimentelle Charakterisierung des Kohlenstoffplasmas	75
3.6	Zusammenfassung Targetentwicklung	76
4	Simulationensergebnisse: Parameterstudie zur Umladung im Plasma	77
4.1	Der Parameterraum	77
4.2	Plasmaeffekte auf die Ionisation	80
4.3	Plasmaeffekte auf die Rekombination	83
4.4	Plasmaeffekte auf den mittleren Projektilladungszustand	86
4.5	Plasmaeffekte auf den Energieverlust	87
4.6	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse	88
5	Experimentelle Ergebnisse: Energieverlust und Ladungsverteilung im Plasma	91
5.1	Nicht-Gleichgewichtsladungsverteilung in dünnen Folien	92
5.1.1	Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung in dünnen Folien . . .	92
5.1.2	Berechnung der Skalierungsfaktoren mit ETACHA	94
5.2	Ladungsverteilung in schwach gekoppeltem Plasma	95
5.2.1	Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung im Plasma	95
5.2.2	Simulation der Ladungsverteilung mit FRALMONTE	99
5.3	Energieverlust in schwach gekoppeltem Plasma	101
5.3.1	Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes	101
5.3.2	Vergleich der Ergebnisse mit Energieverlusttheorien	104
5.4	Zusammenfassung experimentelle Ergebnisse	107
	Schlussfolgerungen und Ausblick	109
5.5	Zusammenfassung und Verbesserungsvorschläge	109
5.6	Ausblick auf fortgeschrittene Experimente	110
5.6.1	Experiment mit langsamen Ionen	110
5.6.2	Experimente mit laserbeschleunigten Ionen	111
	Publikationsliste	115
	Publikationsliste	117

A Anhang	119
A.1 Verwendete Simulationsprogramme	119
A.1.1 RALEF-2D-Code: Strahlungshydrodynamik	119
A.1.2 FLYCHK-Code: Ionisationsgrad im Plasma	119
A.1.3 ETACHA-Code: Projektilladungsverteilung in kalter Materie	119
A.1.4 FRALMONTE-Code: Projektilladungsverteilung im Plasma	120
A.1.5 SRIM-Code: Energieverlust in kalter Materie	121
A.1.6 CasP-Code: Energieverlust in kalter Materie und im Plasma	122
A.2 Berechnung der indirekten und effektiven Ionisations- und Rekombinationsraten .	122
Literaturverzeichnis	125
Danksagung	145
Lebenslauf	147



Abkürzungs- und Fremdwortverzeichnis

Debris	Bruchstücke und Plasma vom Target
Gen.	x-te Generation der Targetentwicklung
ISI	engl. Induced Spatial Incoherence, Verfahren um dem Laserstrahl eine räumliche Inkohärenz aufzuprägen und damit das Intensitätsprofil des Strahls im Fokus zu glätten.
Jitter	Zittern, Verzerrung, die durch mangelhafte Signalsynchronisierung hervorgerufen wird
LTE	Lokales thermodynamischen Gleichgewicht, engl. local thermodynamic equilibrium
Multi-Channel-Plate (MCP) ...	Multikanalplatte oder Mikrokanalplatte ist ein flächenhafter, bildauflösender Sekundärelektronenvervielfacher.
NHELIX	Hochenergielaser an der GSI: Nanosecond High Energy Laser for heavy Ion eXperiments
PHELIX	Hochenergie- und Hochleistungslaser an der GSI: Petawatt High Energy Laser for heavy Ion eXperiments
Raytracing	Strahlenverfolgung, Berechnung optischer Strahlengänge
RPA	engl. Random Phase Approximation, störungstheoretisches Model zur Beschreibung des Energierlustes von Ionen in einem heißen Elektronengas
RPP	engl. Random Phase Plates, Perforierte Glasplatten die dem Strahlprofil ein zufälliges Interferenzmuster aufprägt
SSM	Standard Stopping Model
Streak-Kamera	Schmierbildkamera, engl. streak-camera
Target	Das Ziel, hier ein Hohlraum oder eine Folie auf die mit dem Laser und den Ionen geschossen wird
Targetkammer	Vakuumkammer in der das Experiment durchgeführt und das Target platziert wird
Trigger	Schaltsignal, dass einen Vorgang, oder ein Gerät auslöst
UCA	engl. Unitary Convolution Approximation, fortgeschrittene Theorie zur Beschreibung des Energieverlustes gebundener und freier Elektronen basierend auf dem Stoßmodel
UNILAC	Linearbeschleuniger der GSI: UNiversal Linear ACcelerator



Einleitung

Die Wechselwirkung schwerer Ionen mit dichten Plasmen ist ein aktuelles Forschungsgebiet, das sich in den letzten 30 Jahren stetig weiter entwickelt und vergrößert hat. Die zunehmende Verfügbarkeit von Hochenergielasern und intensiven Schwerionenstrahlen ermöglicht es, immer einfacher extreme Materiezustände mit hohen Dichten, Temperaturen und Drücken zu erzeugen. Damit können im Experiment Materiebedingungen, wie sie im Inneren von Sternen (z.B. der Sonne) oder in planetaren Gasriesen (z.B. Jupiter, Neptun) vorherrschen, erzeugt und untersucht werden. Die Erkenntnisse über die Wechselwirkung schwerer Ionen mit solchen extremen Materiezuständen ist für zahlreiche Forschungsgebiete im Bereich der High Energy Density Physics (HEDP)¹ von Bedeutung, das ein vergleichsweise junges Forschungsfeld an der Schnittstelle zwischen Plasma-, Astro- und Kernphysik ist.

Insbesondere für die Fusionsforschung und hier im Speziellen für das Konzept der Trägheitsfusion (engl.: Inertial Confinement Fusion, ICF) [Nuckolls 1972] ist es wichtig die Energiedeposition von Ionen in einem dichten Plasma im Detail zu verstehen.

Bei der Trägheitsfusion wird versucht eine kleine Kugel (Pellet) von Fusionsbrennstoff, typischerweise ein Gemisch aus Deuterium und Tritium, mit Hilfe von Laser-, Röntgen- oder Ionenstrahlen so sehr zu heizen und gleichzeitig zu komprimieren, dass die Kerne - wie in der Sonne oder in anderen Sternen - miteinander fusionieren. Eine anwendungsorientierte Motivation dieser Forschung ist, die bei der thermonuklearen Fusionsreaktion frei werdende Energie in Zukunft zur Stromerzeugung in einem Fusionskraftwerk zu nutzen.

Die Kompression des Pellets erfolgt bei der Trägheitsfusion durch den Ablationsdrucks eines an der Oberfläche erzeugten Plasmas. Sobald die Fusionsreaktion gezündet ist, werden schnelle Neutronen und Heliumkerne (Alpha-Teilchen) erzeugt. Hierbei verlassen fast ausschließlich die Neutronen das Fusionsplasma, wohingegen die Alpha-Teilchen durch Stöße im Plasma gebremst werden und dieses weiter heizen. Diese sogenannte Alpha-Teilchen-Heizung wird als wichtigster Heizprozess zur Aufrechterhaltung der Fusionsreaktion gesehen und ist ausschlaggebend für die Effizienz der Neutronenausbeute während des gesamten Fusionsprozesses.

Um das Plasma zu komprimieren und schließlich die Fusion zu zünden, gibt es verschiedene Ansätze. Die Kompression des Pellets kann entweder durch direkte Bestrahlung des Pellets mit intensiven Laser- [Lindl 1995] oder Ionenstrahlen [Logan 2008] oder mittels Röntgenstrahlung, die zuvor in einem Konverterhohlraum aus der Laser- [Atzeni 2004] oder Ionenstrahlung [Ho 1995] erzeugt wurde, erfolgen. Im einfachsten Fall wird das Pellet dadurch so stark komprimiert, dass die Fusionsreaktion direkt gezündet wird. Ein weitere Möglichkeit ist Ansatz der sogenannten schnellen Zündung (engl.: Fast Ignition, FI) [Roth 2001; Honrubia 2009], bei dem das Pellet mit den oben genannten Verfahren nur vorkomprimiert wird und die Kernreaktion durch einen sekundären Ionen- oder Elektronenpuls, der seine Energie im Inneren des Fusionspellets deponiert, gezündet wird. Sowohl für die Alpha-Teilchen-Heizung als auch für ionengeheizten Konzepte und den Fast Ignition Ansatz mit Ionen ist es von fundamentaler Bedeutung, die Wechselwirkung und insbesondere den Energieübertrag der Ionen an das Fusionsplasma korrekt zu verstehen.

¹ Physik von Materie mit hoher Dichte und hoher innerer Energie (gekoppelte und entartete Plasmen, warme dichte Materie)

Die Wechselwirkung von schnellen Ionen mit kalter Materie, genauer der Energieverlust- und die Umladungsprozesse, werden bereits seit über einem Jahrhundert, beginnend mit den Arbeiten von [Bohr 1913; Bethe 1930; Bloch 1933; Lindhard 1954a], erforscht. Mittlerweile können die zahlreichen experimentellen Daten [Paul 2014]² mit fortgeschrittenen modernen Modellen [Sigmund 2005; Ziegler 2010; Schiwietz 2011] gut erklärt werden und die Wechselwirkung in kalter Materie gilt als weitgehend verstanden.

Anders verhält es sich mit dem Verständnis der Wechselwirkungsprozesse im Plasma. Dieser Bereich wird intensiv erst seit den 1980er Jahren erforscht und viele Wechselwirkungsmechanismen, vor allem in dichten und gekoppelten Plasmen oder warmer dichter Materie sind noch nicht ausreichend verstanden. Abbildung 0.1 zeigt eine Übersicht über die wenigen publizierten Energieverlust- und Ladungsverteilungsmessungen im Plasma, aufgetragen über die Plasma-Kopplung Γ (Kopplungsparameter) und die Ionenstrahl-Plasma-Kopplung v_p/v_{th} . Der Kopplungsparameter ist hierbei eine Klassifizierung des Plasmas. Für $\Gamma < 0,1$ ist das Plasma ideal und für $\Gamma > 1$ ist es stark gekoppelt. Typische Fusionsplasmen sind im Bereich schwach bis stark gekoppelter Plasmen zu finden. Die Ionenstrahl-Plasma-Kopplung v_p/v_{th} , welche sich aus dem Verhältnis von Projektilgeschwindigkeit v_p zu thermischer Geschwindigkeit v_{th} der Elektronen berechnet, ist ein Maß für die Kopplung des Ionenstrahls mit dem Plasma. Für langsame Projektilgeschwindigkeiten mit $v_p/v_{th} \approx 1$, am Maximum der Stopping Power, kann das Projektil lange mit dem Target wechselwirken, was, vor allem im dichten Plasma, zu komplizierten, nicht-linearen Effekten führt und aufwendig zu beschreiben ist. Der für die Alphateilchen-Heizung relevante Wechselwirkungsbereich befindet sich gerade bei $v_p/v_{th} \leq 1$ bei maximaler Ionenstrahl-Plasma-Kopplung. Die interessanten Wechselwirkungsparameter für die Protonen Fast Ignition (PFI) oder Schwerionengetriebener Konverter (engl.: Heavy Ion Fusion, HIF) liegen im Bereich schnellerer Projektilenergien.

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt ist seit Beginn führend in der systematischen Erforschung des Energieverlustes verschiedenster schwerer Ionen in Plasmen. Im klassischen Experimentaufbau wird hierzu ein Plasma durch eine externe Heizquelle (Gasentladung, Laser, Ionenstrahl) erzeugt und anschließend mit einem Ionenstrahl untersucht. Die Wechselwirkung wird typischerweise durch Messung des Energieverlustes und der sich einstellenden Ladungsverteilung des Ionenstrahls charakterisiert.

In den ersten Experimenten Ende der 1980er wurden durch Gasentladung erzeugte Wasserstoffgasplasmen mit Elektronendichten bis $n_e = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ untersucht [Hoffmann 1988; Weyrich 1989; Hoffmann 1990; Gardes 1992]. Durch Komprimierung dieser Plasmen mit zusätzlichen Magnetspulen um die Gasentladungsachse (Theta-Pinch) konnten später Elektronendichten bis zu $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden [Dietrich 1990; Dietrich 1992; Jacoby 1995]. Um dichtere und heißere Plasmen zu untersuchen, wurden ab Mitte der 1990er lasergeheizte Plasmen durch direkte Bestrahlung einer Festkörperprobe mit intensiver Laserstrahlung erzeugt. Bei den ersten Laserplasmen wurde der Ionenstrahl nur durch die ablatierende Plasmakorona geschossen [Couillaud 1994; Neuner 1998; Shibata 2000; Sakumi 2001], womit die Wechselwirkung in einem heißen, hoch ionisierten Plasma untersucht werden konnte. Allerdings war die Elektronendichte in der schnell abströmenden Plasmakorona auf $n_e < 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ beschränkt und das Plasma räumlich sehr inhomogen. Erst mit der Verfügbarkeit von größeren Hochenergielasern konnte die gesamte Materialprobe in einen Plasmazustand geheizt werden und damit

² Website mit einer Liste fast aller publizierter experimentellen Daten.

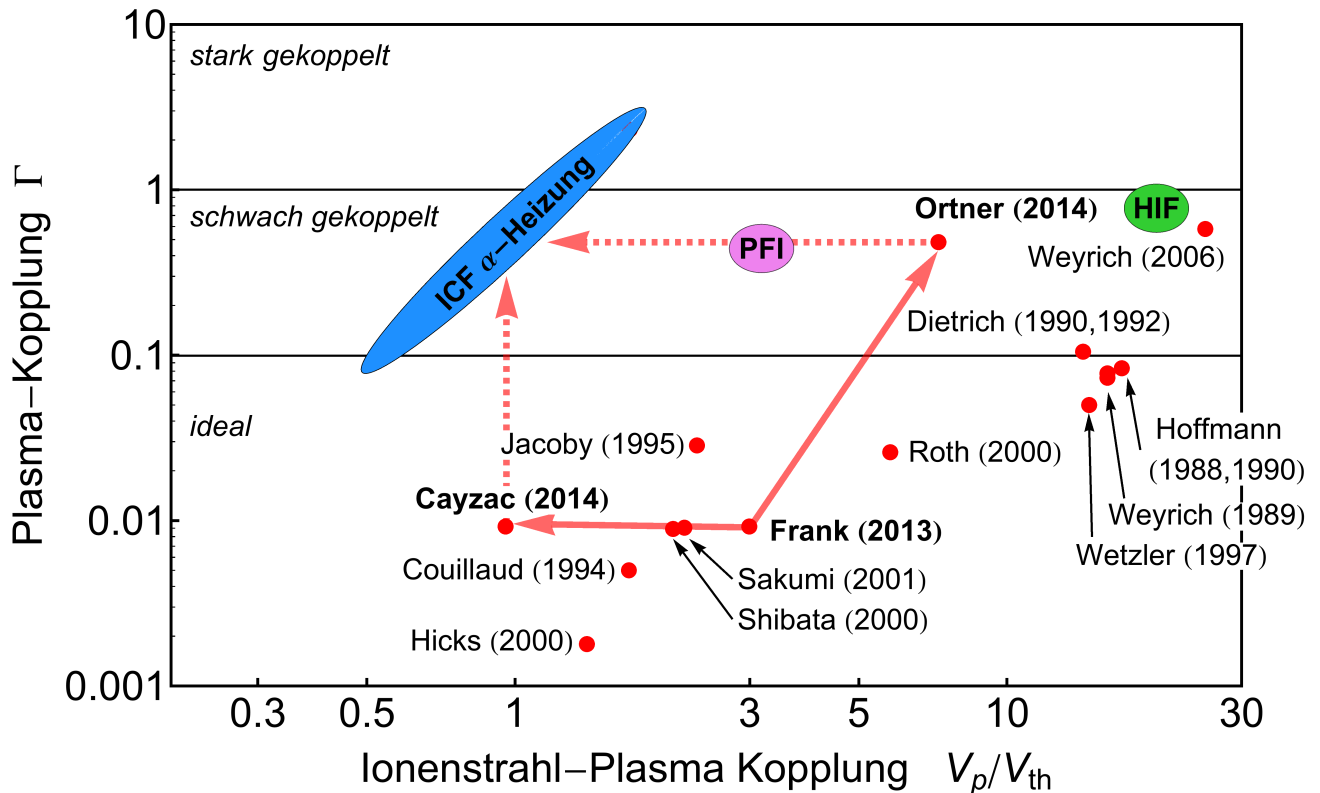


Abbildung 0.1.: Übersicht über in der Vergangenheit durchgeführte Energieverlust- und Lagungsverteilungsmessungen schwerer Ionen in Plasma.

heiße, vollionisierte Plasmen mit Elektronendichten von bis zu $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ untersucht werden [Roth 2000; Frank 2010, 2013; Cayzac 2013].

Wie in Abbildung 0.1 zu erkennen, wurde in fast allen bisher durchgeführten Experimenten die Wechselwirkung schneller Ionen ($v_p/v_{th} > 1$) in einem idealen Plasma $\Gamma < 0,1$ untersucht. Um in die für die Trägheitsfusion relevanten Parameterbereiche vorzudringen, wird ein stärker gekoppeltes Plasma benötigt. Da Γ proportional zu $n_e^{1/3}/T$ kann eine stärkere Kopplung entweder durch Erhöhen der Dichte oder Erniedrigen der Temperatur erreicht werden. Die Temperatur darf hierbei aber nicht beliebig weit erniedrigt werden, da sonst der Ionisationsgrad des Plasmas zu klein wird, womit die Plasmaeffekte immer geringer werden und den Effekten im kalten Gas oder Festkörper gleich kommen³. Diese Problematik zeigt sich insbesondere bei nicht-idealen Plasmen, die durch Komprimierung aus dem Kaltgaszustand mit Schockwellen erzeugt wurden [Weyrich 2006; Katagiri 2008; Hasegawa 2009].

Ein effizienter Weg, ein gekoppeltes Plasma mit ausreichend hohem Ionisationsgrad und hoher Dichte zu erzeugen ist, eine Festkörperprobe volumetrisch mit Röntgenstrahlung⁴ zu heizen [Rosmej 2011; Ortner 2015b; Zylstra 2015]. Diesen Ansatz verfolgt vorliegende Arbeit für ein Kohlenstoffplasma, indem eine dünne Kohlenstofffolie mit Hohlraumstrahlung im Röntgenbereich geheizt wird. Ausgehend von der Vorgängerarbeit [Frank 2013], in der durch direkte La-

³ Diese Aussage gilt nicht für schockkomprimierte Festkörper die in den Zustand warmer dichter Materie übergehen können und in dem andere Wechselwirkungseffekte erwartet werden.

⁴ Eine weitere Möglichkeiten wäre z.B. isochores Heizen mit Ionen [Gauthier 2013]

serheizung ein ideales Kohlenstoffplasma erzeugt wurde, konnte mit dem Hohlraumansatz die Plasma-Kopplung um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden (vgl. Abbildung 0.1).

Eine weitere Arbeit, die in den letzten Jahren parallel zu vorliegender durchgeführt wurde, untersucht die Wechselwirkung langsamer Ionen nahe dem Stopping Maximum in einem direkt lasergeheizten, idealen Kohlenstoffplasma [Cayzac 2013]. Ein zukünftiges Forschungsvorhaben ist es, beide Ansätze zu kombinieren und so die Wechselwirkung langsamer Ionen, also die Wechselwirkung mit starker Ionenstrahl-Plasma-Kopplung, in einem gekoppelten Plasma zu untersuchen und damit dem noch nicht ausreichend verstandenen Parameterbereich der Alpha-Heizung näher zu kommen.

In dieser Arbeit wird die thermische Röntgenstrahlung durch Verwendung eines Goldhohlraums als Konverter aus intensiver Laserstrahlung erzeugt. Anschließend wird diese Röntgenstrahlung in einem zweiten Hohlraum genutzt, um ein dichtes, leicht gekoppeltes Kohlenstoffplasma zu erzeugen. Dieses Plasma wird nun mit Hilfe eines gepulsten Ionenstrahls untersucht. Durch eine Flugzeitmessung wird der Energieverlust und mit Hilfe eines Magnetspektrometers die Ladungsverteilung des Ionenstrahls bestimmt.

Abbildung 0.2 zeigt vereinfacht den Aufbau des Experiments. Zunächst wird das Laserlicht in einem kugelförmigen Goldhohlraum, dem sogenannten Primärhohlraum, in thermische Röntgenstrahlung konvertiert. Diese heizt einen zylinderförmigen Hohlraum, den Sekundärhohlraum, und zwei sich darin befindende Kohlenstofffolien auf. Durch die kurze Wellenlänge der Röntgenstrahlung wird der Kohlenstoff vollständig durchdrungen und volumetrisch aufgeheizt. Damit lässt sich ein Plasma mit Dichten nahe der Festkörperdichte mit bis zu $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ entlang der Ionenstrahlachse erzeugen. In den hier vorgestellten Experimenten wurde dieses Plasma mit schnellen ($v_p > v_{th}$) mittelschwere Ionen (Calcium) untersucht.

Diese Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel, wobei Kapitel 1 und Kapitel 2 der Einführung in die theoretischen Grundlagen und experimentellen Methoden dienen. Die wissenschaftlichen Ergebnisse werden in den Kapiteln drei bis fünf vorgestellt. In Kapitel 3 wird ausführlich auf

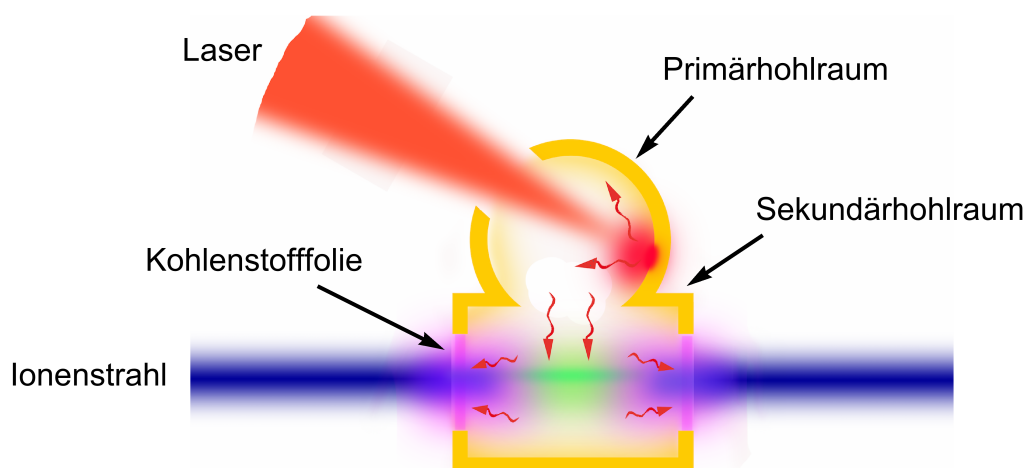


Abbildung 0.2.: Vereinfachte Darstellung der Energieverlustexperimente mit einem Doppelhohlraum. Das Laserlicht wird im Primärhohlraum in thermische Röntgenstrahlung konvertiert und heizt damit den Sekundärhohlraum. Zwei Kohlenstofffolien werden mit dieser Strahlung in ein Kohlenstoffplasma entlang der Ionenstrahlachse geheizt und mit dem Ionenstrahl untersucht.

die Targetentwicklung mit Schwerpunkt auf deren Simulation und experimentelle Charakterisierung eingegangen. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse einer simulierten Parameterstudie vorgestellt, in welcher die Umladungsprozesse in einem Kohlenstoffplasma mit verschiedenen Plasmaparametern systematisch untersucht wurde. In diesem Kapitel wird insbesondere herausgearbeitet, welche Effekte im schwach gekoppelten Plasma zu erwarten sind. In Kapitel 5.3 werden schließlich die experimentellen Ergebnisse der Energieverlust- und Ladungsverteilungsmessungen vorgestellt und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.



1 Theorie

Im Rahmen dieser Arbeit wird mit indirekter laserinduzierter thermischer Röntgenstrahlung ein schwach gekoppeltes Kohlenstoffplasma erzeugt und der Energieverlust sowie die Ladungsverteilung von Schwerionen, die mit diesem Plasma wechselwirken, bestimmt.

Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, eingeführt. Zunächst werden die theoretische Beschreibung eines Plasmas und dessen allgemeine Eigenschaften vorgestellt. Im Anschluss daran werden die Mechanismen zur Erzeugung eines laserinduzierten Plasmas diskutiert und es wird erläutert, wie ein solches Plasma als Strahlungsquelle im Röntgenbereich zur Erzeugung thermischer Hohlraumstrahlung genutzt werden kann. Schließlich wird die theoretische Beschreibung der Ionen-Plasma-Wechselwirkung, genauer des Energieverlustes und der Umladungsprozesse, vorgestellt.

Die Grundlagen der Plasmaphysik basieren, wenn nicht anders referenziert, auf bekannten Standardwerken der Plasmaphysik [Atzeni 2004; Eliezer 2002; Drake 2006; Mulser 2010].

1.1 Grundlagen der Plasmaphysik

Ein Plasma ist ein heißes ionisiertes Gas, bestehend aus voll- oder teilionisierten Atomen und freien Elektronen. Es wird im Allgemeinen mit einer Ionen- und Elektronendichte (n_i und n_e), einer Ionen-, Elektronen- und Strahlungstemperatur (T_i , T_e und T_r) sowie einem Plasmaionisationsgrad Z_{ion} charakterisiert. Da die gegensätzlich geladenen Plasmateilchen (Ionen und Elektronen) aufgrund der anziehenden Coulombkraft nicht beliebig weit voneinander getrennt werden können, ist ein Plasma - makroskopisch gesehen - elektrisch neutral. Wenn die Elektronendichte ungefähr gleich dem Produkt aus Ionendichte und mittlerem Plasmaionisationsgrad ist ($n_i Z_{ion} \approx n_e$), spricht man von einem quasineutralen Plasma. Befindet sich das Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht (engl.: thermal equilibrium, TE) gilt $T_e = T_i = T_r$ und das Plasma ist ein idealer Schwarzkörperstrahler.

Experimentell erzeugte Plasmen weisen typischerweise Temperatur- und Dichtegradienten auf und befinden sich nicht im thermischen Gleichgewicht. Haben allerdings alle Teilchen näherungsweise die gleiche lokale Temperatur $T_e(x) = T_i(x)$ und sind die Dichte- und Temperaturgradienten wesentlich größer als die freie Weglänge der Teilchen, befindet sich das Plasma im sogenannten lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (engl.: local thermodynamic equilibrium, LTE). Ein LTE-Plasma ist nicht mehr im Gleichgewicht mit dem Strahlungsfeld und emittiert neben thermisch verteilter Strahlung charakteristische Linienstrahlung. Grundsätzlich kann ein Plasma immer dann im LTE-Zustand angenommen werden, wenn die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen dominieren. Alle in dieser Arbeit diskutierten Plasmen befinden sich näherungsweise im LTE-Zustand, weswegen im Weiteren nur noch eine Temperatur $T = T_e = T_i$ zur Charakterisierung der Plasmatemperatur verwendet wird. Das hier untersuchte Kohlenstoffplasma ist in den Bereich folgender Plasmaparameter einzuordnen:

$$T = 5 - 15 \text{ eV} \qquad n_e = 8 \cdot 10^{20} - 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \qquad Z_{ion} = 1,5 - 2,5$$

1.1.1 Beschreibung eines Plasmas

Zur Beschreibung der Plasma-Evolution gibt es drei verschiedene Ansätze, je nach räumlicher und zeitlicher Skalierung des Plasmas. Beim Teilchenmodell wird versucht, für jedes Einzelteilchen die exakte Bewegungsgleichung zu lösen. Im Rahmen der kinetischen Theorie wird die gesamte Menge der Plasmateilchen als ein statistisches Ensemble mit einer Verteilungsfunktion beschrieben und die Methoden der statistischen Physik zur Beschreibung des Plasmas verwendet. In der Hydrodynamik wird das Plasma als Fluid beschrieben, in dem die Gesamtevolution des Plasmas einzig durch Strömungen und Dichteänderungen abgebildet werden kann. Für die Beschreibung der hier untersuchten millimetergroßen Plasmas auf der Zeitskala im Bereich von Nanosekunden, eignet sich die hydrodynamische Beschreibung am besten. Insbesondere können damit experimentell bestimmbare makroskopische Plasmagrößen wie Temperatur und Dichte sowie ihre zeitliche Entwicklung einfach berechnet werden.

Hydrodynamisches Ein-Fluid Modell

Beim hydrodynamischen Ansatz wird das Plasma entweder als eine neutrale Flüssigkeit (Ein-Fluid-Modell) oder als ein Gemisch aus zwei Flüssigkeiten, einem Elektronen- und einem Ionenfluid (Zwei-Fluid-Modell), betrachtet. In dieser Arbeit wird das Plasma als eine neutrale Flüssigkeit mit einer einzigen Temperatur beschrieben. Hierbei wird es durch vier hydrodynamische Variablen, die Massendichte ρ , die inneren Energie ϵ (oder alternativ die Temperatur T), die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} und den Druck P charakterisiert. Um die Plasma-Evolution zu berechnen, löst das verwendete Simulationsprogramm RALEF2D (vgl. Anhang A.1.1) die folgenden Fluidgleichungen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.1a)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) + \nabla P = \vec{F}_{ext} \quad (1.1b)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla(\rho E + P) \vec{v} = Q_w + Q_r + Q_{ext} \quad (1.1c)$$

Die Gesamtenergie E ist dabei gegeben durch:

$$E = \epsilon + \frac{v^2}{2} \quad \text{mit} \quad \epsilon = \epsilon(\rho, T) \quad \text{oder} \quad P = P(\rho, \epsilon) \quad (1.1d)$$

Zur Lösung dieser drei Gleichungen mit vier Unbekannten wird eine zusätzliche Gleichung, die sogenannte Zustandsgleichung (engl.: equation of state, EOS) $\epsilon = \epsilon(\rho, T)$ oder $P = P(\rho, \epsilon)$, die einen Zusammenhang zwischen mindestens zwei Variablen herstellt, benötigt.

Gleichung 1.1a ist die Kontinuitätsgleichung der Strömungsmechanik und beschreibt die Massen- bzw. Teilchenzahlerhaltung im Plasma. Gleichung 1.1b ergibt sich aus der Newtonschen Bewegungsgleichung für ein Massenelement und entspricht der Impulserhaltung. Hierbei subsummiert \vec{F}_{ext} über alle externen Kräfte, die auf das Plasmateilchen einwirken, wie zum Beispiel die von einem Laserfeld erzeugte Lorentzkraft. Gleichung 1.1c ist eine Umformulierung des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik und entspricht dem Gesetz der Energieerhaltung. Die Terme auf der rechten Seite beschreiben den Energieeintrag durch Wärmeleitung Q_w , durch Strahlungstransport Q_r und durch eine externe Heizquelle Q_{ext} wie zum Beispiel Laser- oder Röntgenstrahlung.

Mittlerer Ionisationsgrad des Plasmas

Ein wichtiges Maß zur Beschreibung eines Plasmas ist der mittlere Ionisationsgrad Z_{ion} . Bei einem Z -fach ionisierten Plasma fehlen im Mittel jedem Ion Z Elektronen. Um den mittleren Ionisationsgrad zu bestimmen, muss die Anzahl der Ionen in den einzelnen Ionisierungsstufen N_i berechnet werden, wobei i von neutral ($i = 0$) bis voll ionisiert ($i = Z_{max}$) geht.

Die Menge der Ionen in den verschiedenen Ionisierungsstufen hängt von den dichte- und temperaturabhängigen Ionisations- und Rekombinationsraten R_{ion} und R_{rec} der einzelnen Ionisationsniveaus ab. Das Verhältnis zwischen zwei Ionisierungsstufen entspricht im stationären Zustand gerade dem Verhältnis zwischen den beiden Raten:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{R_{ion}}{R_{rec}} = \frac{R_{ion}^{st} + R_{ion}^{ph} + R_{ion}^{au}}{R_{rec}^{st} + R_{rec}^{ph} + R_{rec}^{diel}} \quad (1.2)$$

Hierbei müssen alle im Plasma möglichen Ionisations- und Rekombinationsprozesse berücksichtigt werden. Typischerweise berücksichtigt man in einem Plasma die Stoßionisation R_{ion}^{st} , die Photoionisation R_{ion}^{ph} und die Augerionisation R_{ion}^{au} auf der einen Seite, sowie die Stoßrekombination R_{rec}^{st} , die Strahlungsrekombination R_{rec}^{ph} und die dielektronische Rekombination R_{rec}^{diel} auf der anderen Seite. Insgesamt erhält man ein System von $Z_{max} + 1$ gekoppelten Gleichungen, zu deren Lösung sämtliche Wirkungsquerschnitte bekannt sein müssen. Weiterhin müssen zur Berechnung der Wechselwirkung mit den Photonen, das durch das Plasma selbst erzeugte Strahlungsfeld sowie alle An- und Abregungsprozesse innerhalb jedes Ionisationsniveaus berücksichtigt werden. Diese Kombination von lokalen Stoßprozessen und nicht lokalen Strahlungsprozessen ist kompliziert und kann nur mit aufwendigen numerischen Verfahren berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu das Programm FLYCHK (vgl. Anhang A.1.2) verwendet.

Befindet sich das Plasma im LTE-Zustand, kann die Verteilung der einzelnen Ionisierungsstufen näherungsweise mit der Saha-Gleichung [Saha 1920] berechnet werden. Hier werden gerade diejenigen Atome als ionisiert angenommen, bei denen die thermische Energie der Elektronen gemäß der Boltzmann-Verteilung über der Ionisationsenergie liegt. Die Saha-Gleichung ist gegeben durch:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2}{n_e \lambda_{DeBroglie}^3} \frac{U_{i+1}}{U_i} e^{-\frac{I_i}{k_B T}} \quad (1.3)$$

Hierbei sind $\lambda_{DeBroglie}$ die De-Broglie-Wellenlänge [Broglie 1970], U_i die Zustandssummen der Ionen der Ionisationsstufe i und I_i die entsprechende Ionisationsenergie. Die in dieser Arbeit betrachteten Plasmen befinden sich nach circa 2 ns Thermalisierungszeit näherungsweise im LTE-Gleichgewicht und die Verteilung der Ionisationsstufen kann ausreichend genau mit dem Saha-Modell beschrieben werden.

Ist die Verteilung der Ionen auf die einzelnen Ionisationsstufen bekannt, kann damit der mittlere Ionisationsgrad berechnet werden:

$$Z_{ion} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{Z_{max}} i N_i \quad (1.4)$$

Hierbei ist N die Gesamtteilchenzahl. Für die in dieser Arbeit betrachteten Kohlenstoff- und Goldplasmen liegen die mittleren Ionisationsgrade bei

$${}^6\text{C} : Z_{ion}^{\text{C}} = 1,5 - 2,5 \quad {}^{79}\text{Au} : Z_{ion}^{\text{Au}} = 15 - 30$$

1.1.2 Nicht-Idealität und Kopplung eines Plasmas

Je nach Temperatur und Dichte wechselwirken die Plasmateilchen unterschiedlich miteinander und das Plasma weist verschiedene Eigenschaften auf. Eine für diese Arbeit wichtige Unterscheidung ist die zwischen idealen und nicht-idealen bzw. gekoppelten Plasmen. Die Idealität und die Kopplung werden in der Literatur oftmals mit dem Kopplungsparameter Γ oder dem Plasmaparameter Λ quantifiziert.

Kopplungsparameter

Ein Plasma ist ideal, wenn die thermische beziehungsweise kinetische Energie $E_{th} = E_{kin}$ der Plasmateilchen groß gegenüber der potentiellen Wechselwirkungsenergie (Coulombpotential) E_{pot} zwischen zwei Teilchen ist. In diesem Bereich dominieren kollektive Effekte und direkte Coulombstöße spielen eine untergeordnete Rolle. Der Kopplungsparameter¹ Γ [Ichimaru 1982] ist gerade als das Verhältnis zwischen E_{pot} und E_{kin} definiert:

$$\Gamma = \frac{E_{pot}}{E_{kin}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{k_B T} \left(\frac{4}{3} \pi n_e \right)^{1/3} \quad (1.5)$$

Hierbei ist ϵ_0 Vakuumpermittivität und k_B die Boltzmannkonstante. In einem idealen, typischerweise heißen Plasma geringer Dichte gilt $\Gamma \ll 1$. Wenn die Temperatur sinkt oder die Dichte steigt wird, kommt die potentielle Energie in die Größenordnung der kinetischen Energie oder wird sogar größer $E_{pot} \geq E_{kin}$. Jetzt wird die Coulombwechselwirkung, im Speziellen der Elektron-Elektron-Stoß, dominant und der mittlere Abstand der Teilchen klein. Für nicht-ideale stark gekoppelte Plasmen gilt $\Gamma \gg 1$. Die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen haben Kopplungsparameter zwischen $\Gamma = 0,1$ und $0,8$, es handelt sich also um nicht-ideale und schwach gekoppelte Plasmen.

Plasmaparameter

Die Idealitätsbedingung kann auch damit charakterisiert werden, dass die Anzahl der freien Elektronen innerhalb der sogenannten Debye-Kugel viel größer als eins sein muss. Für das weitere Verständnis sind hierzu zunächst die Debye-Länge λ_{Debye} und Debye-Kugel zu definieren.

Die freien Elektronen schirmen, abhängig von der Elektronendichte, das Coulombpotential eines Ions mehr oder weniger stark ab. Die Debye-Länge λ_{Debye} ist die Distanz, nach der das statische Coulombpotential $\phi_{Coulomb}(r)$ auf den $1/e$ Teil abgefallen ist. Es charakterisiert den Abstand, nach dem das Potential des Ions näherungsweise vollständig abgeschirmt ist. Die Debye-Länge ist gegeben durch:

$$\lambda_{Debye} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}} \quad (1.6)$$

Für die hier untersuchten Plasmen liegt die Debye-Länge bei $\lambda_{Debye} = 1 - 3$ nm. Das Volumen der Debye-Kugel um das Ion hat den Radius der Debye-Länge und ist definiert als $V_{Debye} = \frac{4}{3} \pi \lambda_{Debye}^3$. Der Plasmaparameter Λ ist definiert als die Anzahl der Elektronen in der Debye-Kugel und ein

¹ Der Kopplungsparameter kann für die Elektronen-Elektronen Γ_{ee} , für die Elektronen-Ionen Γ_{ei} und für die Ionen-Ionen Γ_{ii} Wechselwirkung definiert werden. In dieser Arbeit ist mit Γ der Elektron-Elektron Kopplungsparameter $\Gamma := \Gamma_{ee}$ definiert.

Maß für die Anzahl der Plasmateilchen, die simultan miteinander wechselwirken können. Es gilt:

$$\Lambda = V_{\text{Debye}} n_e = \frac{4}{3} \pi \frac{(\epsilon_0 k_B T)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \quad (1.7)$$

Sobald ein Plasma die Größe der Debye-Kugel hat und sich ausreichend viele Elektronen in der Debye-Kugel befinden ($\Lambda \gg 1$), spielen kollektive Effekte wie Abschirmung und Plasmaoszillationen eine Rolle. Innerhalb der Debye-Kugel dominieren mikroskopische Effekte auf atomarer und quantenmechanischer Ebene. Man spricht von einem idealen Plasma für $\Lambda \gg 1$ und einem nicht-idealen Plasma für kleine $\Lambda \approx 1$. Die Plasmen, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind durch einen Plasmamaparameter von $\Lambda = 0,5 - 6$ charakterisiert und damit keine idealen Plasmen mehr.

Für diese Arbeit wird folgende Klassifizierung definiert:

$$\begin{array}{lll} \Gamma \ll 1, \quad \Lambda \gg 1 & \Leftrightarrow & \text{ideales Plasma} \\ 0,1 < \Gamma \leq 1, \quad \Lambda \approx 1 & \Leftrightarrow & \text{nicht-ideales, leicht gekoppeltes Plasma} \\ \Gamma \gg 1, \quad \Lambda \ll 1 & \Leftrightarrow & \text{nicht-ideales, stark gekoppeltes Plasma} \end{array} \quad (1.8)$$

Nach dieser Definition handelt es sich bei den in dieser Arbeit untersuchten Plasmen um nicht-ideale, schwach gekoppelte Plasmen.

1.2 Lasererzeugte Plasmen

Im Folgenden wird zunächst die Erzeugung eines Plasmas durch intensive Laserstrahlung sowie die weitere Absorption des Laserlichts im Plasma diskutiert. Des Weiteren wird auf die Heiz- und Thermalisierungsprozesse im Plasma eingegangen.

1.2.1 Erzeugung und Heizung des Laserplasmas

Anfangsionisation

Trifft ein Laser mit einer Intensität größer als 10^9 W/cm^2 auf die Oberfläche eines Festkörpers, zündet er dort ein Plasma. Dabei wird ein freies Elektron an der Targetoberfläche vom elektromagnetischen Feld des Lasers beschleunigt und ionisiert anschließend durch inelastische Stöße weitere Targetatome. Die neuen freien Elektronen beginnen nun ebenfalls im Laserfeld zu oszillieren und der Prozess der Elektronenstoßionisation setzt sich lawinenartig fort, bis die atomaren Bindungen an der Targetoberfläche aufbrechen und sich ein Plasma bildet [Boyd 2003]. Die Frage nach dem ersten freien Elektron in einem elektrisch neutralen Festkörpertarget kann hierbei nicht eindeutig beantwortet werden. Sicher ist, dass für den in dieser Arbeit verwendeten Laser mit einer Wellenlänge von 527 nm und einer Intensität von etwa 10^{15} W/cm^2 weder die Photonenenergie² von 2,35 eV noch die elektrische Feldstärke³ von ungefähr $9 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ zur direkten Ionisation der Targetatome ausreicht [A. Kramida 2013; Gibbon 2005]. Die möglichen

² Ionisationsenergie des äußersten Elektrons bei Gold beträgt 9,2 eV [A. Kramida 2013].

³ Bei der direkten Feldionisation wird die Coulombbarriere des Atoms durch das elektrische Feld des Lasers bis unter das Energieniveau des gebundenen Elektrons abgesenkt, so dass dieses direkt ins Kontinuum übergeht. Dieser Prozess wird ab einer Intensität von 10^{16} W/cm^2 relevant [Gibbon 2005, S. 18].

Prozesse zur Ionisation des ersten Elektrons bei dieser Intensität sind die Multiphotonenabsorption⁴ und die Tunnelionisation⁵. Außerdem können aufgrund von statistischen Prozessen oder Materialverunreinigungen bereits freie oder nur schwach gebundene Elektronen im Targetmaterial vorhanden sein, an die das Laserfeld zur Auslösung der Stoßkaskade direkt ankoppeln kann. Bei dem für die Hohlräume verwendeten leitfähigen Material Gold kann das Laserfeld außerdem sehr leicht an die quasi freien Elektronen des Leitungsbandes ankoppeln.

Absorption der Laserstrahlung

Kurz nach Plasmazündung bildet sich auf der Targetoberfläche eine dünne Schicht Plasma, die vom Laser weiter bis zum Ende des Laserpulses geheizt wird. Diese Plasmaschicht, die sogenannte Korona, strömt von der Targetoberfläche in den freien Raum ab und bildet, unter Annahme einer isothermen Expansion, ein exponentiell abfallendes Dichteprofil aus. Der Laser kann hierbei nur in das verdünnte, abströmende Plasma mit Elektronendichten kleiner als der kritischen Dichte n_c eindringen. Die kritische Dichte ist definiert als

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \omega_p^2 \quad (1.9)$$

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.10)$$

Der Grund für die begrenzte Eindringtiefe ist, dass die Laserfrequenz an der kritischen Dichte gerade in Resonanz mit der Plasmafrequenz ist ($\omega_L = \omega_p$) und die Plasmaelektronen hier exakt dem elektrischen Feld des Lasers folgen. Damit kann die elektromagnetische Welle nicht weiter in das Plasma eindringen und wird an dieser Stelle absorbiert und reflektiert. Dies bedeutet zum einen, dass die Absorption der Laserenergie nur im unterkritischen Bereich ($n_e < n_c$) erfolgen kann, und zum anderen, dass ein Laser mit kürzerer Wellenlänge tiefer in das Plasma eindringen und somit effizienter Energie deponieren kann. In diesem Bereich gibt der Laser seine Energie hauptsächlich durch Stöße oder durch Resonanzabsorption an das Plasma ab. Für die hier betrachteten Intensitäten von $I < 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ist die Stoßabsorption, auch inverse Bremsstrahlung genannt, der dominante Absorptionsprozess. Bei der Stoßabsorption wird ein Photon des Laserfeldes von einem Elektron absorbiert, während es gleichzeitig mit einem Ion stößt. Der Absorptionskoeffizient für die Stoßabsorption ist proportional zur Elektronenstoßfrequenz an der kritischen Dichte und gegeben durch [Atzeni 2004]:

$$\kappa_{\text{Stoß}} = \frac{\nu_{ei}(n_c)}{c} \frac{n_e^2}{n_c^2} \left(1 - \frac{n_e^2}{n_c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

mit der Stoßfrequenz

$$\nu_{ei} = n_e \sigma_{ei} v_{th} \quad (1.12)$$

⁴ Bei der Multiphotonenabsorption werden mehrere Photonen gleichzeitig absorbiert und liefern in der Summe die nötige Energie, um das Elektron zu ionisieren. Dieser Ionisierungsprozess spielt ab einer Intensität von 10^{12} W/cm^2 eine Rolle [Mulser 2010, S. 23].

⁵ Die Tunnelionisation ist eine Vorstufe der Feldionisation. Die Coulombbarriere ist bereits soweit abgesenkt, dass das gebundene Elektron durch die verbleibende Barriere mit hoher Wahrscheinlichkeit quantenmechanisch tunneln kann. Die Schwelle für diesen Prozess liegt bei 10^{14} W/cm^2 [Mulser 2010, S. 278].

Hierbei ist σ_{ei} der Wirkungsquerschnitt für einen Elektronen-Ionen Stoß und v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Wie in Gleichung 1.11 zu sehen, wird der Absorptionskoeffizient um so größer, je weiter sich die Elektronendichte der kritischen Dichte annähert. Das heißt, der größte Teil der Absorption durch inverse Bremsstrahlung findet nahe der kritischen Dichte statt. Mit steigender Laserintensität wird das Plasma zunehmend heißer und der Prozess der Stoßabsorption ineffizienter [Eliezer 2002]. Ab einer Intensität von $I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ gewinnt der Prozess der Resonanzabsorption an Bedeutung, bei dem das elektrische Feld des Lasers resonant an eine Elektronenplasmawelle koppelt [Atzeni 2004].

1.2.2 Thermalisierung und Wärmetransport

Sobald das erste Plasma erzeugt ist und in den freien Raum abströmt, wird zum einen, der Impulserhaltung folgend, eine Druckwelle in den Festkörper induziert und zum anderen die Wärme der äußeren Plasmaschicht durch Strahlung und Stöße in den räumlichen Bereich hinter der kritischen Dichte und in den Festkörper geleitet. Damit kann schließlich der gesamte Festkörper in einen Plasmazustand geheizt werden. Die Laser-Plasma-Wechselwirkung lässt sich räumlich in drei charakteristische Zonen unterteilen, wie in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. In der unterkritischen Korona oder Absorptionszone kann sich der Laser bis zur kritischen Dichte ausbreiten und seine Energie an das Plasma abgeben. In der sich daran anschließenden Wärmeleitungs- oder Reemissionszone, die von der kritischen Dichte bis zur Festkörperoberfläche geht, wird die Energie durch Diffusionsprozesse weitergeleitet. Hier wird das überkritische Plasma durch den Wärmetransport der Elektronen und durch Röntgenstrahlung aus der Korona geheizt. Außerdem wird in diesem Bereich thermalisierte Röntgenstrahlung, die später für

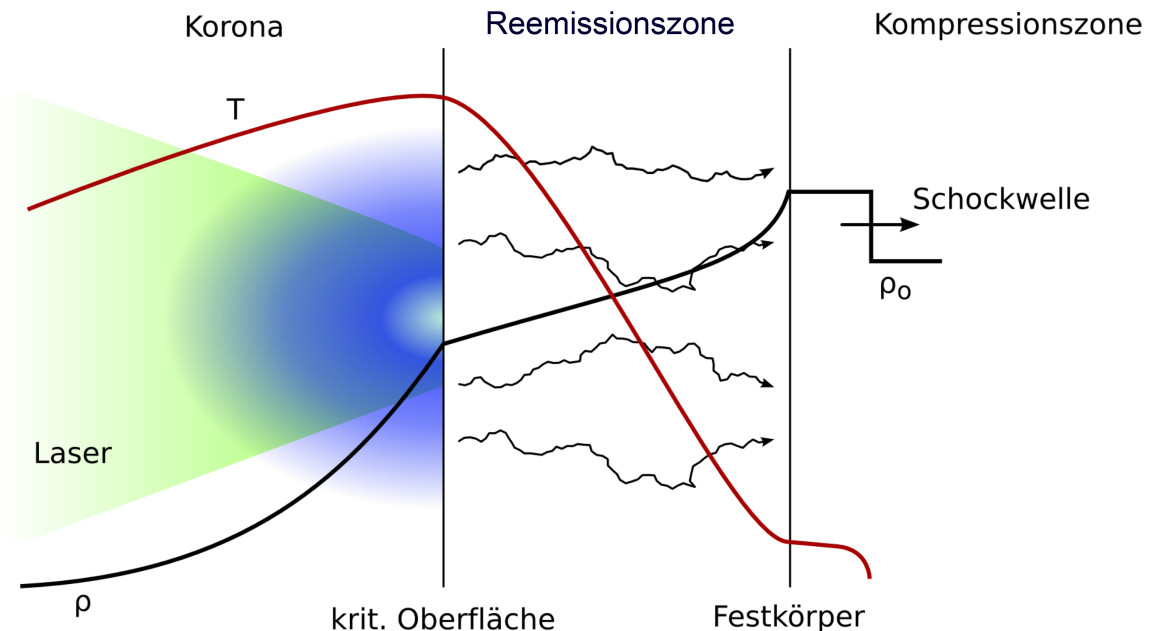


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Der Laser wird in der Korona bis maximal zur kritischen Dichte absorbiert. In der Reemissions- oder Transportzone wird das Plasma durch Wärmeleitung und Röntgenstrahlung der Korona geheizt. Hier wird auch die thermalisierte Strahlung reemittiert. In der Kompressionszone wird der Festkörper durch die vom Ablationsdruck getriebene Schockwelle verdichtet. (Bild aus: [Heßling 2010]).

Erzeugung der Hohlraumstrahlung wichtig ist, emittiert. Die Temperatur sinkt in diesem Bereich ab und die Dichte steigt bis auf Festkörperdichte an. Hinter der Ablationsfläche ist die Kompressionszone, in die eine durch den Ablationsdruck getriebene Schockwelle hinein läuft. Das Material wird verdichtet und übersteigt die Festkörperdichte, wodurch atomare Bindungen aufbrechen und der Aggregatzustand sich ändern kann.

Nachteil direkt lasergeheizter Plasmen

Direkt lasergeheizte Plasmen sind typischerweise räumlich und zeitlich inhomogen, was zum einen auf die starken Temperatur- und Dichtevariationen zwischen der schnell abströmenden Plasmakorona und dem überkritischen Bereich und zum anderen auf Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung im Laserfokus zurückzuführen ist. Zwar kann die räumliche Homogenität des Plasmas bis zu einem bestimmten Grad mit Strahlprofilglättungstechniken wie der Verwendung von „Random Phase Plates“ [Kato 1984] oder dem Verfahren der „Induced Spatial Incoherence“ [Lehmberg 1987] sowie der Verwendung einer kürzeren Laserwellenlänge verbessert werden, die schnelle zeitliche Verdünnung und die hohe Temperatur der Plasmakorona aber nicht. Die maximalen Dichten, die mit direkter Laserheizung ausgehend von einer Festkörperprobe (Festkörperdichte $\approx 1 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) ohne weitere Kompression erreicht werden können, liegen bei ca. $1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [Frank 2013]. Die typischen Temperaturen liegen zwischen 100 und 250 eV, was Kopplungsparametern $\ll 0,1$ entspricht. Damit eignet sich die direkte Laserheizung nur bedingt für die Erzeugung eines gekoppelten Plasmas (geringe Temperatur und hohe Dichte) mit ausreichender zeitlicher und räumlicher Homogenität.

1.3 Lasererzeugte Hohlraumstrahlung

Um die Nachteile der direkten Laserheizung zu überkommen, kann inkohärente thermische Röntgenstrahlung zur Heizung des Plasmas verwendet werden. Diese weist aufgrund der thermischen Verteilung bzw. Inkohärenz eine räumlich sehr homogene Intensitätsverteilung auf und durchdringt die Kohlenstoffprobe vollständig, wodurch diese volumetrisch und gleichmäßig geheizt wird. Im Vergleich zur direkten Laserheizung bildet sich hier keine heiße, schnell ablatierende Plasmakorona aus. Stattdessen wird die gesamte Probe nahezu instantan ($\approx 1 \text{ ns}$) in ein Plasma nahe Festkörperdichte $1 \cdot 10^{21} - 1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ mit steilen Dichtegradienten an den Folienrändern geheizt, welches vergleichsweise langsam expandiert.

Eine bewährte Technik, um intensive thermische Röntgenstrahlung zu erzeugen ist, ein direkt lasergeheiztes Plasma aus einem Material mit einer hohen Ordnungszahl (z.B. Gold) als Quelle intensiver Röntgenstrahlung zu nutzen und dieses durch Einschluss in einen Hohlraum in planckverteilte Hohlraumstrahlung zu konvertieren.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur lasererzeugten quasi-thermischen Hohlraumstrahlung vorgestellt. Zunächst wird die Strahlungsemission eines Plasmas diskutiert, und beschrieben wie dieses als effiziente Quelle inkohärenter Röntgenstrahlung genutzt werden kann. Anschließend werden einige Grundlagen zur Hohlraumstrahlung eingeführt sowie ein theoretisches Modell zur Beschreibung des Strahlungsflusses in einem lasergeheizten Hohlraum hergeleitet.

1.3.1 Plasma als Röntgenstrahlungsquelle

Ein lasergeheiztes Plasma, das Linien- und Bremsstrahlung emittiert, ist eine effiziente Quelle inkohärenter Röntgenstrahlung. Je nach Laser- und Materialparametern können Konversions-effizienzen von Laser- zu Röntgenlicht von über 80% erreicht werden [Lindl 1986; Goldstone

1987]. Die Emission von Strahlung im Plasma ist auf drei grundlegende Prozesse zurückzuführen: den gebunden-gebunden Übergängen (Linienstrahlung), den frei-gebunden Übergängen (radiativer Einfang) und den frei-frei Übergängen (Bremsstrahlung) von Targetelektronen.

Gebunden-gebunden Übergänge (Linienstrahlung)

Zunächst kann Strahlung durch Übergänge von angeregten Energieniveaus in weniger angeregte Niveaus erzeugt werden. Die Abregung kann hierbei durch ein Elektron, ein Ion oder ein Photon induziert werden. Je nach Plasma dominiert eine Teilchensorte die Emissionsrate. Beispielsweise erfolgt die Abregung in Plasmen geringer Dichte fast ausschließlich durch Stöße mit Elektronen, wohingegen in sehr dichten Plasmen stoß- und strahlungsinduzierte Emission vergleichbare Raten aufweisen [Drake 2006, S.245]. Gebunden-gebunden Übergänge erzeugen charakteristische Linienstrahlung, deren Frequenz ν sich gerade aus der Energiedifferenz ΔE zwischen den atomaren Anregungsniveaus über $\Delta E = h\nu$ ergibt. In Atomen hoher Ordnungszahl (z.B. Gold) mit vielen möglichen Übergängen und mit der im Plasma zusätzlich wirkenden Dopplerverbreiterung der einzelnen Linien bilden sich Spektren mit breiten Emissionsbändern aus [Bauche 1988].

Frei-gebunden Übergänge (radiativer Einfang)

Ein weiterer Prozess, insbesondere zur Erzeugung hochenergetischer Röntgenphotonen, ist die Strahlungsemission durch radiativen Einfang. Dies ist ein Übergang von einem freien zu einem gebundenen Elektron bei gleichzeitiger Emission eines Photons. Grundsätzlich kann das Elektron mit einer bestimmten kinetischen Energie beliebig aus dem Kontinuum eingefangen werden. Die Einfangquerschnitte sind allerdings maximal, wenn die Elektronenenergie gerade der Ionisationsenergie einer Schale entspricht. Aus diesem Grund zeigt das Emissionsspektrum eine sägezahnförmige Struktur mit charakteristischen Emissionsmaxima im Bereich der Ionisationsenergien der einzelnen Schalen. Der letzte Sprung im Spektrum, im Bereich hoher Energie, ist die Emission durch den Einfang eines Elektrons in die unterste Schale, die auch K-Schale genannt wird (K-Kante). Die Emissionsrate über frei-gebunden Übergänge ist somit abhängig von der Plasmatemperatur und maximal, wenn die mittlere thermische Energie der Plasmaelektronen gerade in Resonanz mit der Ionisationsenergie aus einer bestimmten Schale ist. Die K-Kante verschiebt sich mit steigender Ordnungszahl hin zu höheren Energien, was bedeutet, dass die Emission von Röntgenphotonen im Plasma aus einem Material mit hoher Ordnungszahl effizienter ist [Sigel 1990; Eidmann 1990]. Die Emission dieser Röntgenstrahlung erfolgt überwiegend in der Plasmakorona und Konversionszone. In Letzterer werden die in der Korona erzeugten Röntgenphotonen gleichzeitig vom umgekehrten Prozess, also der Photoionisation, absorbiert und heizen die Konversionszone weiter auf.

Frei-frei Übergänge (Bremsstrahlung)

Ein frei-frei Übergang findet statt, wenn ein freies Elektron im Coulombfeld eines Ions abgebremst und die Energiedifferenz in Form eines Photons emittiert wird. Dieser Prozess, die Entstehung von Bremsstrahlung, ist die hauptsächliche Quelle von kontinuierlicher Röntgenstrahlung im Plasma. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung hängt hierbei zum einen von der Geschwindigkeit und damit der Temperatur der Plasmaelektronen und zum anderen von der Stärke des Ionenpotentials, also dem Plasmaionisationsgrad ab. Am meisten Bremsstrahlung wird in der heißen und hoch ionisierten Plasmakorona in Materialien mit hoher Ordnungszahl erzeugt [Eidmann 1986].

Abhängigkeit der Konversionseffizienz von Material- und Laserparametern

Die Intensität und das Spektrum der emittierten Röntgenstrahlung hängen von den Laserparametern (Wellenlänge und Intensität) und dem Targetmaterial (Ordnungszahl) ab. Hierbei wird die meiste Linien- und Bremsstrahlung in der Plasmakorona erzeugt. Wie bereits bei den Absorptionsprozessen diskutiert, steigt die Effizienz der Einkopplung der Laserenergie in das Plasma mit kürzeren Laserwellenlängen an (vgl. Abbildung 1.2a), was bedeutet, dass Laserlicht kürzerer Wellenlänge das Plasma effizienter heizt und damit höher ionisiert. Dies wirkt sich direkt auf das Emissionsvermögen der Röntgenstrahlung aus (vgl. Abbildung 1.2b), denn sowohl die Linienstrahlung als auch die Bremsstrahlung steigen mit höherer Plasmatemperatur und höherem Ionisationsgrad an [Kodama 1986; Lindl 1986; Sakabe 1988].

Die Konversionseffizienz steigt außerdem mit höheren Ordnungszahlen des Targetmaterials an. Dies liegt zum einen an den zahlreichen Energieniveaus und den hohen Bindungsenergien, die eine Vielzahl von Linienstrahlungsübergängen im Röntgenbereich ermöglichen, und zum anderen an den hohen Ionisationsgraden, die eine vermehrte Erzeugung von Bremsstrahlung bedingen (vgl. Abbildung 1.2b und c) [Eidmann 1986; Mochizuki 1986]. Ein weiterer Vorteil von Materialien hoher Ordnungszahl ist, dass diese für die erzeugte Röntgenstrahlung optisch dicht sind. Somit wird die in der Korona erzeugte Strahlung in der Konversionszone wieder absorbiert und zurück emittiert.

Platziert man eine solche lasergetriebene Röntgenquelle in einem Hohlraum aus einem Material hoher Ordnungszahl, werden die Photonen an den Hohlraumwänden immer wieder absorbiert und reemittiert. Die Hohlraumwände heizen sich auf und thermalisieren sich mit dem Strahlungsfeld so dass sich ein thermisches Strahlungsspektrum ausbildet.

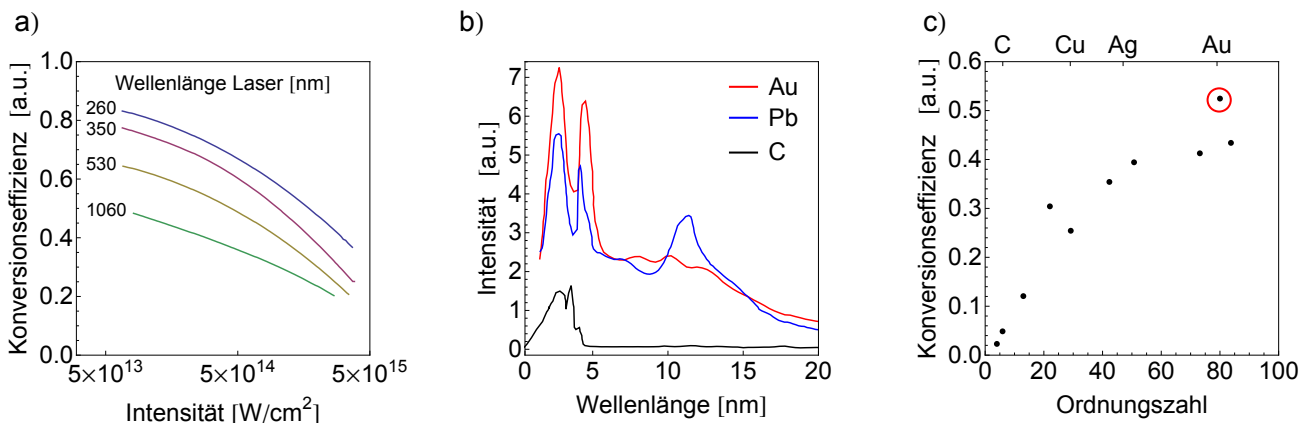


Abbildung 1.2.: a) Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Laserintensität und Laserwellenlänge. Je kürzer die Wellenlänge desto höher die Konversionseffizienz (Messwerte aus [Lindl 1986]). b) Absolut gemessene Röntgenspektren für verschiedene Plasmen, jeweils geheizt mit $3 \cdot 10^{13}$ W/cm² Laserleistung und einer Wellenlänge von 530 nm. Plasmen mit hoher Ordnungszahl wie Gold (Au) und Blei (Pb) emittieren wesentlich mehr Röntgenstrahlung als beispielsweise Kohlenstoff (C) (Messwerte aus [Eidmann 1986]). c) Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Ordnungszahl des Plasmamaterials. Gold hat eine außergewöhnliche hohe Konversionseffizienz, sogar höher als Blei welches eine größere Ordnungszahl hat (Messwerte aus [Eidmann 1986]).

1.3.2 Hohlraumstrahlung

Schwarzer Strahler

Heizt man einen Hohlraum aus einem nichttransparenten Material auf eine feste Temperatur T , emittieren die Wände Wärmestrahlung. Die Strahlung kann von anderen Wandelementen wieder absorbiert werden und diese weiter heizen. Schließlich stellt sich ein Gleichgewicht zwischen abgegebener und aufgenommener Strahlungsenergie ein. Die Strahlung im Inneren des Hohlraums nennt man Hohlraumstrahlung. Sie ist vollkommen homogen, isotrop und unpolarisiert. Das emittierte Spektrum ist unabhängig von der Beschaffenheit der Hohlraumwand und hängt einzig von der Temperatur der Wand ab [Baehr 2004; Fließbach 2007]. Das Strahlungsfeld ist dem eines schwarzen Körpers gleich und kann durch das Plancksche Strahlungsgesetz [Planck 1901] über die spektrale Strahlungsdichte $I(\nu)$ beschrieben werden:

$$I(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T_B}} - 1} \quad (1.13)$$

T_B bezeichnet hierbei die Schwarzkörpertemperatur, welche in diesem Fall die Temperatur der Hohlraumwände ist. Durch Integration der spektralen Strahlungsdichte über alle Frequenzen ergibt sich eine Formulierung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes [Boltzmann 1884] für den Strahlungsfluss S_r . Damit kann dem Strahlungsfeld im Hohlraum eine der Schwarzkörpertemperatur T_B äquivalente Strahlungstemperatur T_r zugeordnet werden:

$$S_r = \int_0^\infty I(\nu) d\nu = \sigma T_r^4 \quad (1.14)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4 sr}$$

Für einen idealen Hohlraum im thermischen Gleichgewicht (TE) gilt $T_r = T_B$. Die Bestimmungsgleichung 1.14 kann aber auch verwendet werden, um für beliebige thermische Spektren, die von einer idealen Planckkurve abweichen, eine Strahlungstemperatur zu definieren. Insbesondere berechnet der in dieser Arbeit verwendete Strahlungs-Hydrodynamik Code RALEF2D (vgl. Anhang A.1.1) so die Strahlungstemperatur im Hohlraum. Sie kann dadurch aber signifikant von der Temperatur, die man durch einen Fit einer Planckfunktion an das gleiche Spektrum erhält, abweichen.

Alternativ kann die Strahlungstemperatur mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz [Wien 1896] aus der Lage des Maximums im Strahlungsspektrum bestimmt werden:

$$\nu_{max} = \frac{x}{h} k_B T_r \quad (1.15)$$

$x = 2,82$ ist hierbei eine Konstante.

Grauer Strahler

Im Allgemeinen weicht das Strahlungsspektrum eines realen thermischen Strahlers von dem eines idealen Schwarzkörperstrahlers ab, da das Absorptions- und das Emissionsvermögen nicht

ideal sind oder der Hohlraum Öffnungen enthält. Ein solcher sogenannter grauer Strahler wird über einen Emissionskoeffizienten $0 < \epsilon < 1$ des Absorbers charakterisiert. Der Strahlungsfluss eines grauen Strahlers ist immer etwas kleiner als der eines idealen Strahlers und Gleichung 1.14 korrigiert sich für einen realen Strahler zu:

$$S_r = \int_0^\infty \epsilon(\nu) I(\nu) d\nu = \epsilon \sigma T_r^4 \quad (1.16)$$

Der Emissionskoeffizient ist material-, temperatur- und frequenzabhängig und muss experimentell bestimmt werden.

Lasergeheizter Hohlraumstrahler

Die lasergeheizten Hohlräume, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, weichen noch weiter vom idealen Hohlraum ab. Die Hohlraumwände werden weder von außen geheizt noch auf einer konstanten Temperatur gehalten und haben zusätzlich Öffnungen. Sie werden hingegen von Innen durch ein zeitlich variierendes Spektrum elektromagnetischer Strahlung geheizt. Diese Strahlung wird von dem Laserplasma an der Innenwand des Hohlraums emittiert. Gleichzeitig werden die geheizten Innenwände ihrerseits zu Plasma und strömen in den Hohlraum hinein. Bei diesem hochdynamischen Prozess ändern sich ständig die Absorptions- und Emissionseigenschaften sowie das Strahlungsfeld, so dass sich kein echtes Gleichgewicht einstellt.

Der Hohlraum lässt sich jedoch näherungsweise mit der idealen Theorie beschreiben, wenn man ein Quasi-Gleichgewicht annehmen kann, also ein Gleichgewicht, das für einen kurzen Beobachtungszeitraum besteht. Dieser Fall gilt, wenn die Thermalisierungszeit im Hohlraum wesentlich kürzer als die Zeit für eine signifikante hydrodynamische Expansion des Wandplasmas ist.

Die Thermalisierungszeit des Plasmas an der Hohlraumwand kann mit der Elektron-Ion-Stoßfrequenz abgeschätzt werden [Mulser 2010]. Für ein typisches Goldplasma an der Hohlraumwand der in dieser Arbeit verwendeten Sekundärhohlräume mit $T = 30 \text{ eV}$, $n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $Z = 20$ ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 1.12 hierfür:

$$\tau_{ei} = \frac{1}{\nu_{ei}} \approx 10 \text{ fs}$$

Außerdem kann die Thermalisierung von einem Wandelement zu einem gegenüberliegenden Wandelement nur durch elektromagnetische Strahlung erfolgen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit durch den Hohlraum ausbreitet. Bis alle Wandelemente in einem Gleichgewicht sind, muss die Strahlung sehr häufig absorbiert und remittiert worden sein, ein Photon also oft von einer zur anderen Seite propagiert sein. In einem $d = 1000 \text{ }\mu\text{m}$ durchmessenden Hohlraum benötigt ein Photon

$$\tau_{ph} = \frac{d}{c} \approx 3 \text{ ps}$$

um diesen einmal zu durchqueren. Im Vergleich dazu bewegt sich die Plasmaschicht eines Wandelements wesentlich langsamer. Die Expansionszeit lässt sich über die Plasmaschallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{Z_{ion} k_B T / m_i}$ abschätzen. Für oben genannte Plasmaparameter ergibt sich eine Geschwindigkeit von $c_s = 17 \text{ }\mu\text{m/ns}$. Als Maß für die Abströmzeit kann die Zeit genommen werden,

die das Plasma benötigt, um seine Schichtdicke zu verdoppeln. Für eine typische Schichtdicke von $x=40\text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich damit eine charakteristische Expansionszeit von

$$\tau_{exp} = \frac{x}{c_s} \approx 2\text{ ns}$$

Hiermit wird deutlich, dass die Thermalisierungsprozesse, die zur Ausbildung einer Planckschen Strahlungsverteilung nötig sind, wesentlich schneller erfolgen als die hydrodynamische Bewegung des Hohlraums. Das Strahlungsfeld bildet sich also in einem quasi-statischen Hohlraum mit Plasmawänden einer bestimmten Temperatur aus, was eine Näherung durch eine idealisierte Theorie rechtfertigt.

1.3.3 Strahlungsfluss und Strahlungstemperatur im Hohlraum

Im Folgenden soll eine Abschätzung für den Strahlungsfluss S_r der Hohlraumwände in Abhängigkeit der Laserparameter und der Hohlraumgeometrie hergeleitet werden. Hat man diesen bestimmt, kann mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz aus Gleichung 1.14 die Strahlungstemperatur berechnet werden.

Es sei zunächst ein Laserfluss S_L angenommen, der auf der Hohlrauminnenwand ein Plasma erzeugt. Die Laserstrahlung wird mit einer bestimmten Effizienz η in der Plasmakorona in primäre Röntgenstrahlung S_x konvertiert

$$S_x = \eta S_L \quad (1.17)$$

Ein Teil davon wird als liniendominierte Strahlung direkt in den Hohlraum abgestrahlt, während die andere Hälfte im dichten Plasma in der Hohlraumwand absorbiert wird. Ein Teil r der absorbierten Strahlung wird anschließend wieder als thermalisierte Strahlung in den Hohlraum reemittiert. Beim geschlossenen Hohlraum trifft dieser Strahlungsfluss nun in alle Richtungen auf Wände, die wiederum einen Teil r der Strahlung absorbieren und als thermische Strahlung reemittieren. Dieser Vorgang setzt sich weiter und weiter fort, so dass ein großer Teil der deponierten Laserenergie im Hohlraum als thermische Strahlung eingeschlossen wird. Der gesamte Strahlungsfluss im Hohlraum berechnet sich über die Summation der wieder und wieder emittierten Strahlungsflüsse:

$$S_{ges} = \frac{1}{2}S_x + S_x r \sum_{l=0}^n r^l \stackrel{n \rightarrow \infty}{=} \underbrace{\frac{1}{2}S_x}_{\text{Linien Anteil}} + \underbrace{\frac{r}{r-1}S_x}_{\text{Thermischer Anteil}} \stackrel{r \rightarrow 1}{=} \frac{r}{r-1}S_x \quad (1.18)$$

Die gesamte Strahlung im Hohlraum setzt sich aus einem liniendominierten Anteil und einem thermischen Anteil zusammen. Bei ausreichend vielen Reflexionen ($n \rightarrow \infty$) und einem ausreichend hohen Reemissionsvermögen der Wände (ab $r > 1/2$) übersteigt der Anteil der thermischen Strahlung den der Linienstrahlung und es kann von thermischer Hohlraumstrahlung gesprochen werden.

Auf jedes Wandelement im Hohlraum trifft Quellstrahlung S_x und thermische Strahlung S_{th} , die von anderen Wandelementen emittiert wurde. Der gesamte Strahlungsfluss in die Wand ist gegeben durch $S_{ges} = S_x + S_{th}$. Davon fließt ein Teil als absorbierte Strahlung S_a in Form einer Wärmewelle in die Wand und der andere Teil als reemittierte Strahlung S_r wieder in den Hohlraum zurück. Im Strahlungsgleichgewicht gilt für die Strahlungsflüsse die Energieerhaltung

und der gesamte von den Wänden aufgenommene Strahlungsfluss wird wieder abgegeben. Es gilt:

$$S_{ges} = S_x + S_{th} = S_a + S_r \quad (1.19)$$

Alle Größen sind hierbei im Allgemeinen orts- und zeitabhängig. In einem realen Hohlraum muss zur Bestimmung der Strahlungsflüsse die Hohlraumgeometrie und die Plasmaexpansion der Wand berücksichtigt werden. Im Falle eines thermodynamischen Gleichgewichts lassen sich die hydrodynamischen Gleichungen auf eine selbstähnliche Lösung reduzieren [Pakula 1985]. Damit lässt sich, wie in [Tsakiris 1992] ausführlich beschrieben, ein Zusammenhang zwischen dem reemittierten und dem in die Wand dissipierten Fluss herleiten:

$$S_r = ct^\alpha S_a^\beta \quad (1.20)$$

Die Konstanten c , α , β sind Materialkonstanten und t ist die Zeitabhängigkeit.

In einem Hohlraum mit Löchern (z.B. Lasereintrittsloch) wird die Strahlung von den Wand- und Lochflächen $A_w + A_h$ absorbiert, aber nur von den Wandflächen A_w wieder in den Hohlraum reemittiert. Die durch die Löcher ausgetretene Strahlung ist für das thermische Strahlungsfeld S_{th} im Hohlraum verloren. Die Verluste können durch einen Gütefaktor $0 < a < 1$ berücksichtigt werden. Dieser ist im Allgemeinen orts- und zeitabhängig und muss über die Bestimmung von geometrieabhängigen Sichtfaktoren im Hohlraum berechnet werden, wie beispielsweise in [Tsakiris 1992; Schumacher 2012; Heßling 2010] ausführlich erläutert ist. Für einen sphärischen Hohlraum ist a gerade das Verhältnis der gesamten emittierenden Flächen A_w zur gesamten absorbierenden Fläche $A_w + A_h$. Für einen zylinderförmigen Hohlraum gilt dieser Zusammenhang streng genommen nicht mehr, er kann aber als gute Abschätzung verwendet werden, wenn Zylinderdurchmesser und Zylinderlänge vergleichbar groß sind. Der thermische Strahlungsfluss lässt sich nun aus der reemittierten Strahlung berechnen:

$$S_{th} = aS_r \quad \text{mit} \quad a = \frac{A_w}{A_w + A_h} \quad (1.21)$$

Damit und mit $S_a = S_{ges} - S_r = S_x + S_{th} - S_r$ lässt sich Gleichung 1.20 schreiben als

$$S_r = ct^\alpha (S_x + aS_r - S_r)^\beta = ct^\alpha (S_x - fS_r)^\beta \quad \text{mit} \quad f = 1 - a = \frac{A_h}{A_w + A_h} \quad (1.22)$$

Mit dem Stefan-Boltzman-Gesetz aus Gleichung 1.14 kann jetzt eine Bestimmungsgleichung für die Strahlungstemperatur im Hohlraum formuliert werden:

$$T_r = \left(\frac{c}{\sigma} t^\alpha \right)^{1/4} (S_x - f\sigma T_r^4)^{\beta/4} \quad (1.23)$$

Im Falle von Gold haben die Materialkonstanten die Werte [Pakula 1985]:

$$c = 4,87 \quad \alpha = \frac{8}{13} \quad \beta = \frac{16}{13}$$

Strahlungstemperatur T_r im Primärhohlraum

Im Primärhohlraum ist der Quellfluss S_x^p durch Gleichung 1.17 über den Laserfluss S_L gegeben. Da sich die eingestrahlte Laserleistung P_L sehr schnell im Hohlraum verteilt, kann man vereinfacht annehmen, dass sie direkt gleichmäßig auf die gesamte Hohlraumfläche der Kugel A_k eingestrahlt wird [Atzeni 2004]. Der Quellfluss in Abhängigkeit von den Laserparametern berechnet sich damit zu:

$$S_x^p = \eta \frac{P_L}{A_k} \quad (1.24)$$

Die Bestimmungsgleichung für die Temperatur im Primärhohlraum ergibt sich damit zu:

$$T_p = \left(\frac{c}{\sigma} \right)^{1/4} t^{2/13} \left(\eta \frac{P_L}{A_k} - f \sigma T_p^4 \right)^{4/13} \quad \text{Temperatur Primärhohlraum} \quad (1.25)$$

Für den in dieser Arbeit verwendeten sphärischen Hohlraum mit einem Durchmesser von 600 μm und zwei 300 μm großen Löchern kann damit die Strahlungstemperatur im Primärhohlraum T_p berechnet werden. Für 150 J Laserenergie in einem 1,2 ns langen Puls beträgt die Temperatur im Hohlraum 1,8 ns nach Heizbeginn

$$T_p = 100 \text{ eV}$$

Hierbei wurde eine typische Konversionseffizienz von $\eta = 0,39$ [Sakabe 1988] angenommen.

Strahlungstemperatur T_r im Sekundärhohlraum

Der Quellfluss in den sekundären Hohlraum S_x^s entspricht gerade dem Anteil der Primärhohlraumstrahlung, die durch das Durchgangsloch der Fläche A_h in den zweiten Hohlraum gelangt. Er berechnet sich über das Verhältnis der Durchgangslochfläche A_h zur Gesamtfläche A_k des Primärhohlraums aus dem Strahlungsfluss $S_r^p = \sigma T_p^4$ des Primärhohlraums:

$$S_x^s = \frac{A_h}{A_k} S_r^p = \frac{A_h}{A_k} \sigma T_p^4 \quad (1.26)$$

Damit kann die Bestimmungsgleichung für die Temperatur im Sekundärhohlraum geschrieben werden als:

$$T_s = \left(\frac{c}{\sigma} \right)^{1/4} t^{2/13} \left(\frac{A_h}{A_k} \sigma T_p^4 - f \sigma T_s^4 \right)^{4/13} \quad \text{Temperatur Sekundärhohlraum} \quad (1.27)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Zylinder mit einem Durchmesser 1000 μm einer Länge von 950 μm (LaTa) beziehungsweise 625 μm (KuTa), zwei Ionenstrahlöffnungen von 800 μm Durchmesser und einem 300 μm großen Eingangsloch ergibt sich eine Strahlungstemperatur von:

$$T_s^{\text{LaTa}} = 33 \text{ eV}$$

$$T_s^{\text{KuTa}} = 35 \text{ eV}$$

1.4 Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie

Nach der theoretischen Behandlung des Plasmataargets, wird im Folgenden dessen Wechselwirkung mit schweren Ionen theoretisch untersucht.

Fliegt ein Projektilion durch Materie, kann es einerseits Energie an das Targetmaterial abgeben und sich andererseits durch Elektroneneinfang oder Ionisation umladen.

Im hier betrachteten Energiebereich (2 – 4 MeV/u) mit mittelschweren Projektilionen ($^{48}_{20}\text{Ca}$) erfolgt der Energieverlust hauptsächlich durch Coulombstöße mit Elektronen (elektronischer Energieverlust) [Sigmund 2004; Sigmund 2005]. Hierbei kann das Projektilion entweder mit freien oder gebundenen Targetelektronen wechselwirken. Stößt es elastisch mit freien Elektronen, werden diese gestreut, stößt es inelastisch mit gebundenen Elektronen, werden diese angeregt, abgeregt oder ionisiert. Als weitere Wechselwirkungsprozesse kann neben dem Targetion auch das Projektilion angeregt, abgeregt und ionisiert werden oder Targetelektronen einfangen. Bei sehr niedrigen Projektilenergien $< 0,1 \text{ MeV/u}$ tragen direkte Stöße der Atomkerne maßgeblich zum Energieverlust bei (nuklearer Energieverlust). Für sehr hohe, relativistische Projektilgeschwindigkeiten $> 600 \text{ MeV/u}$ wird der Energieverlust durch Abgabe elektromagnetischer Strahlung wie Brems- oder Tscherenkow-Strahlung dominant (radiativer Energieverlust).

Energieverlust und Stopping Power

Unter dem Energieverlust von Ionen in Materie versteht man die gesamte bei der Wechselwirkung verlorene Energie

$$\Delta E = E_{in} - E_{out}$$

Diese Größe kann experimentell gemessen werden. In der Theorie berechnet man zumeist die längenunabhängige Stopping Power (auch Abbremsvermögen oder differentieller Energieverlust)

$$S(E) = -\frac{\partial E}{\partial x}$$

Der Energieverlust berechnet sich daraus durch Integration über die Wechselwirkungsstrecke

$$\Delta E = - \int \frac{\partial E}{\partial x} dx \quad (1.28)$$

Der absolute Energieverlust ist in dieser Arbeit in Einheiten von $[\Delta E] = \text{MeV}$, die Stopping Power in $[S(E)] = \text{keV}/(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ angegeben.

Theoretische Beschreibung der Stopping Power

In der Literatur unterscheidet man hauptsächlich zwischen zwei komplementären Ansätzen zur Beschreibung der Stopping Power in Materie. In den sogenannten binären Stoßmodellen [Bohr 1913; Bethe 1930; Bloch 1933; Sigmund 2002] wird der Energieübertrag für einzelne Stöße berechnet und der Gesamtenergieübertrag durch Summation über alle Stöße bestimmt. Dem gegenüber stehen die dielektrischen Modelle [Lindhard 1954b; Mermin 1970], welche die Stopping Power als makroskopische Wechselwirkung elektromagnetischer Felder im Sinne einer Anregung von Plasmawellen oder Gitterschwingungen (Plasmonen) beschreiben. Die binären Stoßmodelle eignen sich insbesondere für langsame Projektilgeschwindigkeiten und Stöße mit kleinem Stoßparameter aber hohem Energieübertrag, während die dielektrischen Modelle sich

besser für die Beschreibung schneller Projektile und Stöße mit großem Stoßparameter eignen, wo sich der Energieübertrag hauptsächlich aus der Summe über viele Kleinwinkelstöße mit jeweils geringem Energieübertrag zusammensetzt.

1.4.1 Binäre Stoßmodelle

Das einfachste Modell um die Stopping Power durch Coulombstöße zu beschreiben ist, den Energieübertrag zweier punktförmiger Ladungen aufeinander zu bestimmen. Dazu nimmt man eine Projektilladung mit der Ladung Z_p und einer Geschwindigkeit v_p an, welche mit einem ruhenden Targetion (am Ort $\vec{r} = 0$) der Ladung Z_T und der Masse m_T über die Coulombkraft wechselwirkt. Das Projektil bewegt sich auf der Trajektorie $\vec{r} = v_p t \vec{e}_x + b \vec{e}_y$ an der Targetladung vorbei, wobei zwischen ihnen die Coulombkraft $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_T Z_p e^2}{r^2}$ wirkt. Der Impulsübertrag berechnet sich durch Integration über die gesamte Wechselwirkungszeit

$$\Delta p(b) = \int_{-\infty}^{\infty} F dt = \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{b v_p} \quad (1.29)$$

Damit ergibt sich der Energieübertrag zu

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_T} = \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p^2 Z_T^2 e^4}{m_T v_p^2} \frac{1}{b} \quad (1.30)$$

An dieser Gleichung ist direkt erkennbar, dass der Energieübertrag umso größer ist, je leichter das Targetteilchen ist. Das heißt, dass der Energieverlust durch Stöße mit Elektronen viel effizienter ist als der durch Stöße mit Ionenrümpfen. Im Folgenden wird deshalb nur noch der Energieverlust an einem Elektron betrachtet und $m_T = m_e$ sowie $Z_T = 1$ gesetzt. Die Stopping Power ergibt sich durch Integration von Gleichung 1.30 über alle Stoßparameter b . Auf einer Flugstrecke dx wechselwirkt das Projektil im Stoßparameterintervall db mit $2\pi b db dx n_T$ Elektronen, wobei n_T hier für die Dichte der Stoßpartner, also freie oder gebundene Elektronen, steht. Das Integral konvergiert nur mit endlichen Integrationsgrenzen b_{min} und b_{max} . Damit ergibt sich

$$-\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi \frac{Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} n_T \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db = 4\pi \frac{Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} n_T \cdot \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) = 4\pi \frac{Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} n_T \cdot L \quad (1.31)$$

Der hier auftretende sogenannte Coulomblogarithmus L beschreibt die stoßparameterabhängige Wechselwirkung des Projektilions mit den Plasmaelektronen. Er ist der Logarithmus des Verhältnisses von maximalem zu minimalem Stoßparameter und ein Maß dafür, welche Art von Stößen im Plasma dominant ist. Ein Stoß mit kleinem Stoßparameter entspricht einem harten Stoß mit großem Ablenkwinkel, wohingegen ein Stoß mit großem Stoßparameter einem Kleinwinkelstoß entspricht. Anschaulich entspricht der Coulomblogarithmus dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen durch vielfache Kleinwinkelstöße um 90° abgelenkt wird, zur Wahrscheinlichkeit, dass es eine solche Ablenkung mit einem einzigen harten Stoß erfährt. Je nach Projektilgeschwindigkeit beziehungsweise Stoßparameter müssen die Grenzen b_{min} und

b_{max} unterschiedlich gewählt werden. Der klassische Ansatz, wie ihn Bohr [Bohr 1913] vorge schlagen hat, verwendet als $b_{min} = Z_p e^2 / m_e v_p^2$ und als $b_{max} = v_p / \omega$, womit sich der Bohr'sche Coulomblogarithmus ergibt

$$L_{Bohr}^{bound} = \ln \left(\frac{m_e v_p^3}{Z_p e^2 \omega} \right) \quad (1.32)$$

ω ist hierbei die Orbitalfrequenz der gebundenen Elektronen. Für große Stoßparameter und höhere Projektilgeschwindigkeiten, überschätzt der Bohr'sche Ansatz den Energieverlust al lerdings. Die kleinen Energieüberträge an die gebundenen Zustände sind präziser mit einem störungstheoretischen Ansatz unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Effekte zu be schreiben. Der erste Ansatz hierzu stammt von Bethe [Bethe 1930] und schlägt folgenden Coulomblogarithmus vor:

$$L_{Bethe}^{bound} = \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}} \right) \quad (1.33)$$

mit der mittleren Ionisationsenergie \bar{I} der Targetelektronen. Eine grundsätzliche Schwierigkeit der binären Stoßmodelle ist, dass die Wechselwirkung von Projektil und Target je nach Wert des Stoßparameters einer unterschiedlichen theoretischen Beschreibung bedarf. Die bekannte Blochtheorie [Bloch 1933], die die Ansätze Bohrs und Bethes vereint, sowie das später dis kutierte Standard Stopping Model (vgl. Kapitel 1.5.1) und die fortgeschrittenere UTC-Theorie (vgl. Kapitel 1.5.2) sind stoßparameterabhängige Theorien. Das heißt, sie wechseln je nach Stoßparameter zwischen verschiedenen Coulomblogarithmen beziehungsweise Beschreibungen des Energieverlustes.

Da die Stoßmodelle nur Einzelstöße berücksichtigen, eignen sie sich besonders für die Beschrei bung von nahen Stößen und Einzelteilchenwechselwirkungen, wie sie bei kleinen Stoßpara metern und niedrigen Projektilgeschwindigkeiten vorherrschend sind. Bei höheren Projektilge schwindigkeiten müssen allerdings kollektive Effekte, wie sie beispielsweise im Rahmen der Störungstheorie beschrieben werden können, berücksichtigt werden. In der Literatur gibt zahl reiche Vorschläge für Korrekturen, mit denen das einfache Stoßmodell auf größere Parameter bereiche erweitert werden kann [Bloch 1933; Barkas 1963; Petrasso 1993; Sigmund 2006].

1.4.2 Dielektrische Modelle

Die Beschreibung des Energieverlustes im Rahmen der dielektrischen Modelle [Lindhard 1954a] basiert auf der makroskopischen Beschreibung des Targetmediums durch seine dielektrische Funktion. In diesem Bild polarisiert das Projektil das Medium, wodurch eine abbrem sende Kraft auf das Projektil erzeugt wird. Genauer gesagt stört das elektrische Potential des Projektils die Ladungsverteilung im Target, verschiebt die Ladungsträger und induziert so ein Gegenfeld. Der Energieverlust berechnet sich aus der Kraft des resultierenden Gesamtfeldes, also der Sum me aus dem Feld des Projektils und dem induzierten Feld. Die jeweiligen Felder können über ihre Potentiale beschrieben werden. Das resultierende Gesamtpotential $\phi = \phi_p + \phi_{ind}$ kann im Fourierraum mit der dielektrischen Funktion $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$ des Targetmediums direkt aus dem Projektilpotential $\phi_p(\mathbf{k}, \omega)$ berechnet werden [Mathar 1995]:

$$\phi(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\epsilon(\mathbf{k}, \omega)} \phi_p(\mathbf{k}, \omega) \quad (1.34)$$

mit der Wellenzahl \mathbf{k} und Kreisfrequenz ω der gestreuten Welle des Projektilions. Mit diesem Potential berechnet sich der Energieverlust zu [Lindhard 1954a; Atzeni 2004]

$$-\frac{\partial E}{\partial x} = Z_p e \frac{\partial}{\partial x} \hat{\phi}(\mathbf{r}, t) = \frac{Z_p^2 e^2}{\pi v_p^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_{-kv_p}^{kv_p} d\omega \frac{\omega}{\epsilon_i(\mathbf{k}, \omega)} \quad (1.35)$$

wobei $\hat{\phi}(\mathbf{r}, t)$ die Fouriertransformierte von $\phi(\mathbf{k}, \omega)$ und $\epsilon_i(\mathbf{k}, \omega)$ der Imaginärteil der dielektrischen Funktion ist. Für den einfachsten Fall eines kalten Elektronengases folgt daraus direkt der Bethe-Coulomblogarithmus für freie Elektronen. Er ist analog zu Gleichung 1.33 mit dem Unterschied, dass im Nenner des Coulomblogarithmus statt der Ionisationsenergie die Plasmonenenergie $I_p = \hbar\omega_p$ steht

$$L_{\text{Bethe}}^{\text{free}} = \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \right) \quad (1.36)$$

Die dielektrische Formulierung der Stopping Power gilt prinzipiell für jedes Targetmaterial, solange dieses durch eine dielektrische Funktion beschrieben werden kann. Mit der dielektrischen Funktion können zahlreiche weitere Effekte wie Polarisation, dynamische Abschirmung, Plasma-Kopplung und thermisch verteilte Targetelektronen in der Beschreibung berücksichtigt werden. Die dielektrischen Modelle berücksichtigen im Allgemeinen keine Kopplung zwischen Ionenstrahl und Plasma, da sie störungstheoretische Ansätze sind und keine nahen Stöße oder Einzelteilchenwechselwirkungen abbilden können. Allerdings gibt es auch hier zusätzliche Korrekturen, um die Gültigkeit auf einen größeren Stoßparameterbereich beziehungsweise hin zu kleinen Projektilgeschwindigkeiten zu erweitern [Mermin 1970; Nagy 1985; Barriga-Carrasco 2009].

1.4.3 Mittlerer Ladungszustand und Abschirmung des Projektils

Bisher wurde das Projektil als eine punktförmige Ladung angenommen. Dies ist allerdings für schwere Ionen im Plasma nur eine Näherung. Spätestens wenn das Projektil nicht vollständig ionisiert ist und noch gebundene Elektronen enthält oder sich freie Plasmaelektronen darum sammeln, wird das Kernpotential abgeschirmt und weicht von einem idealen $1/r$ -Coulombpotential ab. Das Wechselwirkungspotential muss dann quantenmechanisch als Vielteilchensystem berechnet werden. Des Weiteren ändert das Projektil beim Flug durch das Targetmaterial aufgrund stoßinduzierter Umladungsprozesse kontinuierlich seinen Ladungszustand und erfährt daher ständig einen anderen Energieverlust. Für eine korrekte Beschreibung der Stopping Power muss deswegen die Projektilladung Z_p , die bisher dem Eingangsladungszustand des Ions entsprach, durch den sich im Target einstellenden Ladungszustand ersetzt und die Abschirmung des Potentials berücksichtigt werden.

Im Folgenden wird zunächst der sich im Target einstellende mittlere Projektilladungszustand diskutiert und anschließend auf die Abschirmung des Ionenpotentials im Plasma eingegangen.

Umladungsprozesse im Plasma

Im Plasma wird das Projektilion hauptsächlich durch Stöße mit den Targetionen angeregt und ionisiert. Mit geringerer Wahrscheinlichkeit erfolgt die Emission eines Elektrons durch einen Auger-Prozess oder durch Stöße mit freien Elektronen. Strahlungs- und Feldionisation

spielen in dem hier betrachteten Parameterbereich keine Rolle. Im Festkörper sind die wichtigsten Rekombinationsprozesse der strahlungslose (engl.: nonradiative electron capture, NREC) und der strahlende Einfang (engl.: radiative electron capture, REC) gebundener Targetelektronen. Im Plasma kommt der Einfang freier Elektronen durch die dielektronische Rekombination (engl.: dielectronic recombination, DR) und Dreikörperrekombination (engl.: three-body recombination, 3BR) hinzu. Hierbei ist der resonante Zweistufenprozess der DR der stärkere der beiden Einfangmechanismen für freie Elektronen, der insbesondere im voll ionisierten Plasma der dominante Rekombinationsprozess ist. Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Umladungsprozesse im Plasma sowie Gleichungen und Verfahren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte finden sich in [Peter 1991a,b].

Ladungsverteilung und Mittlerer Ladungszustand

Im Falle eines Plasmas mit einer variierenden Dichte- bzw. Temperaturverteilung muss die Ladungsverteilung des Ionenstrahls bei Wechselwirkung mit Materie unter Berücksichtigung aller Ionisations- und Rekombinationsprozesse durch Lösen der Ratengleichungen

$$\frac{dY_i}{dx} = \sum_j Y_j \sigma_{ji}^+ - Y_i \sum_j \sigma_{ij}^- \quad (1.37)$$

bestimmt werden. Hierbei sind Y_i die Anteile der Ionen in einem spezifischen Ladungszustand, σ_{ji}^+ die Wirkungsquerschnitte für Umladungsprozesse, die den Zustand bevölkern (An- und Abregung aus tieferen bzw. aus höheren Niveaus und Einfang von Elektronen), und σ_{ij}^- die Wirkungsquerschnitte für Prozesse, die den Zustand entvölkern (An- und Abregung in höhere bzw. tiefere Niveaus und Ionisation). Aus der Ladungsverteilung beziehungsweise den Anteilen Y_i in den einzelnen Ladungszuständen q_i berechnet sich der mittlere Ladungszustand über

$$Z_{mean} = \sum_i q_i \cdot Y_i \quad (1.38)$$

Propagiert ein Projektil durch ein Material mit gleichbleibenden Materialparametern (feste Dichte, konstante Ionisations- und Rekombinationsquerschnitte), wie beispielsweise einen Festkörper, stellt sich nach kurzer Wechselwirkungszeit ein dynamisches Gleichgewicht aller Umladungsprozesse ein, der mittlere Ladungszustand nimmt einen konstanten Wert an und es bildet sich ein Gleichgewichtsladungszustand aus. Ändert sich der mittlere Ladungszustand aufgrund variabler Targetparameter ständig, wie in einem Plasma mit Dichte- und Temperaturprofilen, spricht man von einem mittleren Nicht-Gleichgewichtsladungszustand. Um die Ladungsverteilung im Festkörper zu berechnen, wird in dieser Arbeit der ETACHA-Code (vgl. Anhang A.1.3) verwendet, zur Bestimmung der Ladungsverteilung im Plasma der Monte-Carlo Code FRALMONTE (vgl. Anhang A.1.4).

Gleichgewichtsladungszustand

Der Gleichgewichtsladungszustand Z_{eq} kann als Projektilladungszustand in den Gleichungen zur Bestimmung des Energieverlustes verwendet werden. In der Literatur finden sich verschiedene semi-empirische Formeln zur Abschätzung des Gleichgewichtsladungszustandes im Festkörper [Betz 1972; Ziegler 1985], wie beispielsweise die Schiwietz-Grande-Formel [Schiwietz 2001]:

$$Z_{eq} = Z_x \frac{12x + x^4}{\frac{0,07}{x} + 6 + 0,3x^{0,5} + 10,37x + x^4} \quad (1.39)$$

mit

$$x = \left(\frac{v_p}{v_0} \cdot Z_x^{-0,52} \cdot Z_T^{-0,019 \frac{v_p}{v_0} Z_p^{-0,52}} \cdot \frac{1}{1,68} \right)^{1 + \frac{1,8}{AZ}}$$

Hierbei ist $v_0 = 2,19 \cdot 10^6$ m/s die Bohrgeschwindigkeit, v_p die Projektilgeschwindigkeit, Z_x die Ordnungszahl des Projektils und Z_T die Ordnungszahl des Targetmaterials. Für Calciumionen ($Z_x = 20$) mit einer Energie von $E_p = 3,5$ MeV/u beziehungsweise einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p = \sqrt{2E_p/m_p} = 3,12 \cdot 10^7$ m/s, ergibt sich ein Gleichgewichtsladungszustand in festem Kohlenstoff ($Z_T = 6$) von $Z_{eq} = 16,8$. Die semi-empirischen Formeln liefern allerdings nur eine grobe Abschätzung. Im vorliegenden Fall variieren die Vorhersagen zwischen 15,4 [Ziegler 1985] und 17,3 [Betz 1972].

Abgeschirmtes Wechselwirkungspotential

Das Wechselwirkungspotential für schwere Projektile mit noch gebundenen Elektronen in einem Plasma mit zusätzlich freien Elektronen kann nicht mehr korrekt durch ein einfaches Coulombpotential beschrieben werden. Zum einen weist das durch gebundene Elektronen geschirmte Potential des Projektilions einen komplizierten Verlauf auf, der nicht mehr der einfachen $1/r$ -Abhängigkeit folgt, und zum anderen wird das Potential zusätzlich durch freie Plasmaelektronen abgeschirmt. Ein einfacher Ansatz ist, das Gesamtpotential in zwei Terme aufzuteilen [Arista 2002; Clauser 2013]

$$V(r) = V_{\text{core}}(r) + V_{\text{ext}}(r) \quad (1.40)$$

wobei $V_{\text{core}}(r)$ der Beitrag des durch gebundene Elektronen geschirmten Projektilions und $V_{\text{ext}}(r)$ der externe Beitrag durch freie Plasmaelektronen ist. Das abgeschirmte Ionenpotential $V_{\text{core}}(r)$ kann zum Beispiel mit der Hartree-Fock Methode [Hartree 1933] berechnet oder mit diversen in der Literatur vorgeschlagenen Potentialen [Moliere 1947; Ziegler 1985] genähert werden. Das externe Potential der freien Elektronen $V_{\text{ext}}(r)$ kann durch ein Yukawa-Potential [Yukawa 1935] beschrieben werden, welches im einfachsten Fall mit einer statischen Abschirmlänge zum Beispiel ein Debye-Potential ist. Die Verwendung eines abgeschirmten Potentials verkompliziert allerdings die Lösung der Stopping Power-Gleichungen erheblich. Insbesondere lassen sich die Integrale nicht mehr analytisch lösen, weswegen es in der Vergangenheit verschiedene Ansätze gab den Einfluss der Abschirmung in eine modifizierte sogenannte effektive Projektilladung Z_{eff} [Northcliffe 1963] einzurechnen und damit die mathematische Form des Coulombschen $1/r$ Potentials weiter zu erhalten. Die vorgeschlagenen semi-empirischen Formeln zur Berechnung der effektiven Ladung bestehen im Wesentlichen aus Fits an experimentelle Daten und sind mittlerweile als physikalisch nicht sinnvoll erachtet worden [Sigmund 2001].

Es sei darauf hingewiesen, dass in der Literatur oftmals $Z_{\text{eff}} = Z_{eq}$ gesetzt wird. Dies darf allerdings nur für voll ionisierte Projektilionen mit kleiner Ordnungszahl näherungsweise angenommen werden. Sobald das Ion aufgrund einer hohen Kernladung und gebundener Elektronen ein komplexes abgeschirmtes Potential aufweist, wie dies für Schwerionen typischerweise der Fall ist, ist diese Annahme falsch.

1.5 Energieverlust im teilionisierten Plasma

In einem teilionisierten Plasma muss der Energieverlust an gebundenen und freien Elektronen berücksichtigt werden. Hierzu wird über die Beiträge des Energieverlusts an alle möglichen Ionisationszuständen der Targetionen und an freien Elektronen summiert, wobei die einzelnen Summanden mit der Anzahldichte der entsprechenden Teilchenspezies gewichtet werden.

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{\text{gesamt}} = \sum_{Z=1}^{Z_T-1} \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{\text{bound},Z} + \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{\text{free}} \quad (1.41)$$

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{\text{gesamt}} = 4\pi \frac{Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} \cdot \left[\sum_{Z=1}^{Z_T-1} (Z_T - Z) n_Z L^{\text{bound},Z} + n_e L^{\text{free}} \right] \quad (1.42)$$

Hierbei ist Z_T die Ordnungszahl des Targetmaterials, also die maximale Anzahl gebundener Elektronen, und n_Z die Anzahldichte der Z -fach ionisierten Targetionen. Der Energieverlust an gebundenen Elektronen skaliert mit der Ionisationsenergie I_Z über $L^{\text{bound},Z} \propto \ln(1/I_Z)$ (Gleichung 1.33) und der Energieverlust an freien Elektronen mit der Plasmonenenergie $\hbar\omega_p$ über $L^{\text{free}} \propto \ln(1/\hbar\omega_p)$ (Gleichung 1.36). Die typischen Ionisationsenergien für Kohlenstoff liegen im Bereich von $I_Z = 10$ bis 100 eV [Wiese 1996]. Die Plasmonenenergien für Elektronendichten zwischen 10^{17} und 10^{23} cm^{-3} liegen im Bereich von $\hbar\omega_p = 0,01$ bis 10 eV an. Das bedeutet, dass der effektive Energieübertrag an freie wesentlich höher als an gebundene Elektronen ist. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Hier sind die Anteile der Stopping Power an gebundenen und freien Elektronen sowie deren Summe über den Plasmaionisationsgrad aufgetragen. Wie erkennbar, steigt der Energieverlust aufgrund der erhöhten Anzahl freier Elektronen im Plasma um bis zu einen Faktor zwei an. Berücksichtigt man gleichzeitig eine Erhöhung

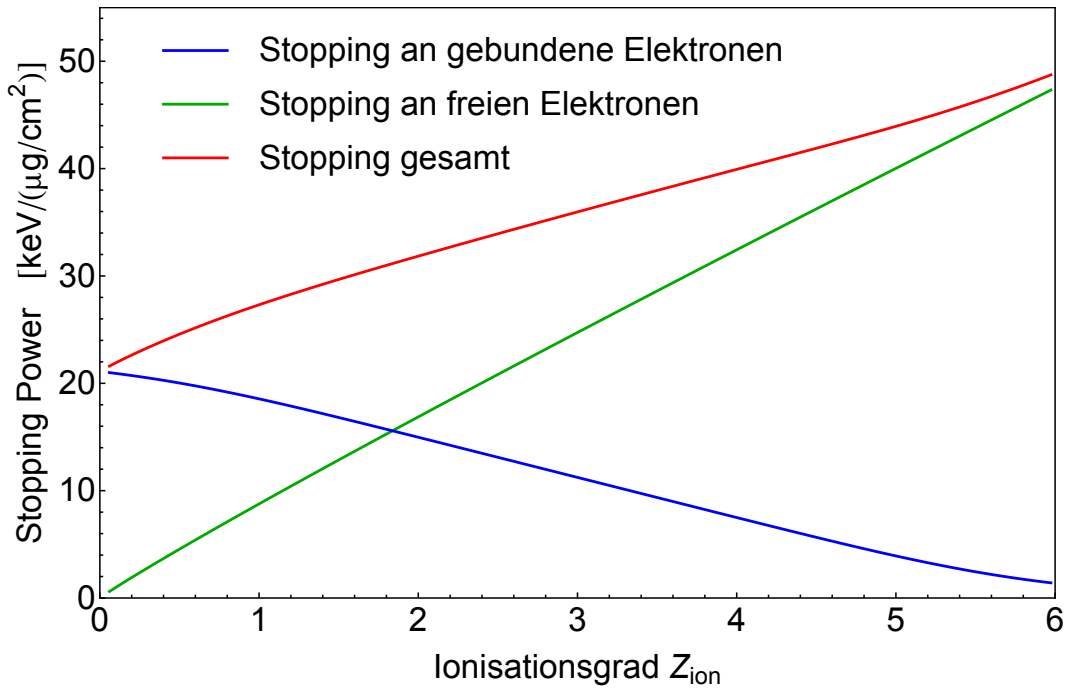


Abbildung 1.3.: Anteil des Energieverlustes an gebundenen und freien Elektronen (gerechnet mit dem Standard Stopping Model, mit $n_i = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $Z_p = 17$ in Kohlenstoff mit $Z_T = 6$).

des Projektilladungszustandes Z_p im Plasma, kann der Energieverlust noch wesentlich größer werden. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Stopping Power im Plasma aufgrund der gleichzeitigen Erhöhung des mittleren Projektilladungszustandes und des erhöhten Energieverlustes an freien Elektronen im allgemeinen größer als im Festkörper ist. Dieser Zusammenhang wird in der Literatur oft unter dem Namen „Enhanced Plasma Stopping“ (EPS) oder Plasmaeffekt diskutiert [Olsen 1985; Deutsch 1989; Gardes 1992; Deutsch 2010].

Für die Beschreibung der Stopping Power im teilionisierten Plasma werden somit zwei Modelle benötigt: eines zur Beschreibung des Energieverlustes an gebundenen Elektronen und eines für den Energieverlust an freien Elektronen. Im Folgenden werden drei Theorien hierfür, das Standard Stopping Model, die Unitary Convolution Approximation und die Random Phase Approximation vorgestellt.

1.5.1 Das Standard Stopping Model

Das Standard Stopping Model (SSM) [Deutsch 2010] ist eine Blochtheorie mit einigen Korrekturen im Coulomblogarithmus für den Plasmafall. Es basiert auf der störungstheoretisch hergeleiteten Bethe-Formel [Bethe 1930] für den Festkörper und gilt vor allem für mittlere bis hohe, nicht relativistische Projektilgeschwindigkeiten ($v_p \gg v_{th}$). Insbesondere für leichte, vollionisierte Ionen (H, He) zeigt es eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten [Couillaud 1994; Jacoby 1995]. Da die Abschirmung des Projektils nur über die effektive Ladung berücksichtigt ist, hängen die Vorhersagen des SSM, insbesondere bei schweren Ionen, empfindlich von der Wahl des Modells zur Berechnung von Z_{eff} ab. Die Stopping Power nach dem SSM berechnet sich mit Gleichung 1.42 und den erweiterten Coulomblogarithmen für die gebunden

$$L_{SSM}^{bound,Z} = L_{Bethe}^{bound,Z} + L_{Bloch} + Z_{eff}L_{Barkas} \quad (1.43)$$

beziehungsweise freien Elektronen

$$L_{SSM}^{free} = L_{Bethe}^{free} + L_{Bloch} + Z_{eff}L_{Barkas} \quad (1.44)$$

Der Barkas-Effekt L_{Barkas} [Barkas 1963] und der Bloch-Term L_{Bloch} [Bloch 1933] sind Korrekturen höherer Ordnung von Z_{eff} . Schalenkorrekturen sind im SSM nicht berücksichtigt. Eine ausführliche Diskussion der Korrekturterme sowie die Formeln zu deren Berechnung finden sich in [Sigmund 2003b,a].

Für das Plasma gibt es keine Theorien zur Berechnung des effektiven Projektilladungszustandes Z_{eff} . In dieser Arbeit wird zur Berechnung der Stopping-Power im Plasma die effektive Projektilladung mit dem mittleren Ladungszustand Z_{mean} abgeschätzt. Da das Projektilion sehr hoch ionisiert vorliegt ($\approx 17+$) ist diese Näherung gerechtfertigt. Die fehlende Berücksichtigung einer Abschirmung des Wechselwirkungspotentials lässt aber erwarten, dass die Vorhersagen des SSM die Stopping Power etwas überschätzen.

Der Vorteil des SSM ist, dass es ein einfaches analytisches Modell ist, der Nachteil ist die Verwendung einer effektiven Projektilladung und dass es keine speziellen Plasmaeffekte berücksichtigt.

1.5.2 Die Unitary Convolution Approximation

Die Unitary Convolution Approximation Theorie (UCA) [Schiwietz 1999; Grande 1998, 2002, 2009] ist eine stoßparameterabhängige Bloch-Theorie mit abgeschirmten Wechselwirkungspotentialen. Sie besteht aus einer analytischen Interpolation, welche je nach Stoßparameter

zwischen verschiedenen Beschreibungen wechselt. Für große Stoßparameter wird das Wechselwirkungspotential im Rahmen einer Dipolnäherung [Jackson 1999] beschrieben und die Stopping Power damit über Störungstheorie erster Ordnung berechnet [Reinhold 1999]. Im Bereich mittlerer Stoßparameter (etwas größer als der äußerste Schalenradius) wird der Energieübertrag klassisch nach Bohr bestimmt. Für den Bereich kleiner Stoßparameter mit hohen Projektilenergien können die Bindungsenergien und das Targetpotential vernachlässigt werden und es wird der direkte Energieübertrag auf ein freies Elektron berechnet. Grundsätzlich wird als Wechselwirkungspotential kein einfaches Coulombpotential, sondern ein abgeschirmtes Ionenpotential verwendet, so dass keine Näherung über eine effektive Ladung Z_{eff} nötig ist. Die Wechselwirkungspotentiale werden hierzu mit dem Hartree-Fock Verfahren unter Verwendung des RNC-Codes [Cowan 1981] berechnet. Die UCA Theorie beinhaltet die Bloch- und Barkas-Korrektur sowie diverse Schalenkorrekturen [Sigmund 2006].

Zur Berechnung der Stopping Power im Plasma im Rahmen der UCA Theorie wird eine modifizierte Version des CasP-Codes (vgl. Anhang A.1.6) verwendet. Der CasP-Code ist eigentlich für kalte Materie entwickelt worden, wurde aber dahingehend verändert, dass damit die Stopping Power an teilionisierten Targetatomen berechnet werden kann. Der Stopping Power Beitrag der freien Elektronen wird durch die Wechselwirkung mit einem Wasserstoffatom mit angepasster Oszillatorstärke berechnet. Statt der Ionisationsenergie I_H des Wasserstoffatoms wird hier die Plasmonenenergie $I_p = \hbar\omega_p$ des Plasmas verwendet. Damit berücksichtigt der UCA Ansatz zwar die Anregung von Plasmawellen, ansonsten aber keine kollektiven Effekte. Der gesamte Energieverlust berechnet sich über die Summe aller Energieverlustbeiträge zu

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{CasP}} = \sum_{Z=1}^{Z_T} \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{CasP}}^{\text{bound},Z} + \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{CasP}}^{\text{free}} \quad (1.45)$$

wobei jeder Beitrag mit der Dichte seiner Teilchensorte (n_Z, n_e) gewichtet wird.

Die UCA Theorie hat den Vorteil, dass die abgeschirmte Wechselwirkungspotentiale korrekt beschrieben werden, die insbesondere bei schweren Ionen wie dem verwendeten Calcium eine wichtige Rolle spielen. Ein Nachteil ist, dass sie weder kollektive Effekte noch eine Temperaturverteilung der Plasmaelektronen oder Kopplungseffekte berücksichtigt. Die Wechselwirkung mit den freien Elektronen ist nur in Form einer einfachen Näherung als Oszillator in einem kalten Elektronengas berücksichtigt.

1.5.3 Die Random Phase Approximation

Um die Nachteile der UCA-Theorie zu umgehen und die oben genannten Effekte besser zu berücksichtigen, kann der Beitrag der freien Elektronen im Rahmen des dielektrischen Modells beschrieben werden. Für die in dieser Arbeit relevanten hohen Projektilgeschwindigkeiten, bietet sich zur Berechnung der dielektrischen Funktion ϵ_{RPA} die in der Literatur oft verwendete Methode der Random-Phase-Approximation an [Lindhard 1954b; Balescu 1960]. In diesem Ansatz sind die kollektiven Effekte und die dynamische Abschirmung des Projektils durch freie Elektronen sowie deren temperaturabhängige Geschwindigkeitsverteilung bereits vollständig berücksichtigt. Allerdings gilt die RPA-Näherung nur für ein ideales Plasma ohne Kopplung. Der Gültigkeitsbereich kann durch Berücksichtigung sogenannter lokaler Feldkorrekturen (engl.: dynamical local field correction) [Mermin 1970; Barriga-Carrasco 2009] auf ein gekoppeltes Plasma erweitert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Stopping Power für die freien Elektronen mit einem RPA-Simulationscode [Gericke 1999, 2002] berechnet und zum Beitrag der gebundenen Elektronen, der mit dem CasP-Code berechnet wurde, addiert

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{RPA}} = \sum_i \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{CasP}}^{\text{bound},Z} + \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{RPA}}^{\text{free}} \quad (1.46)$$

Dieser kombinierte Ansatz berücksichtigt zum einen die Abschirmung der Wechselwirkungspotentiale korrekt und zum anderen die kollektiven Effekte mit den freien Elektronen. Er kann daher als bester Ansatz zur Beschreibung des Energieverlustes von schweren nicht vollständig ionisierten Projektionen mit einem leicht gekoppelten, teilionisierten Plasma gesehen werden.

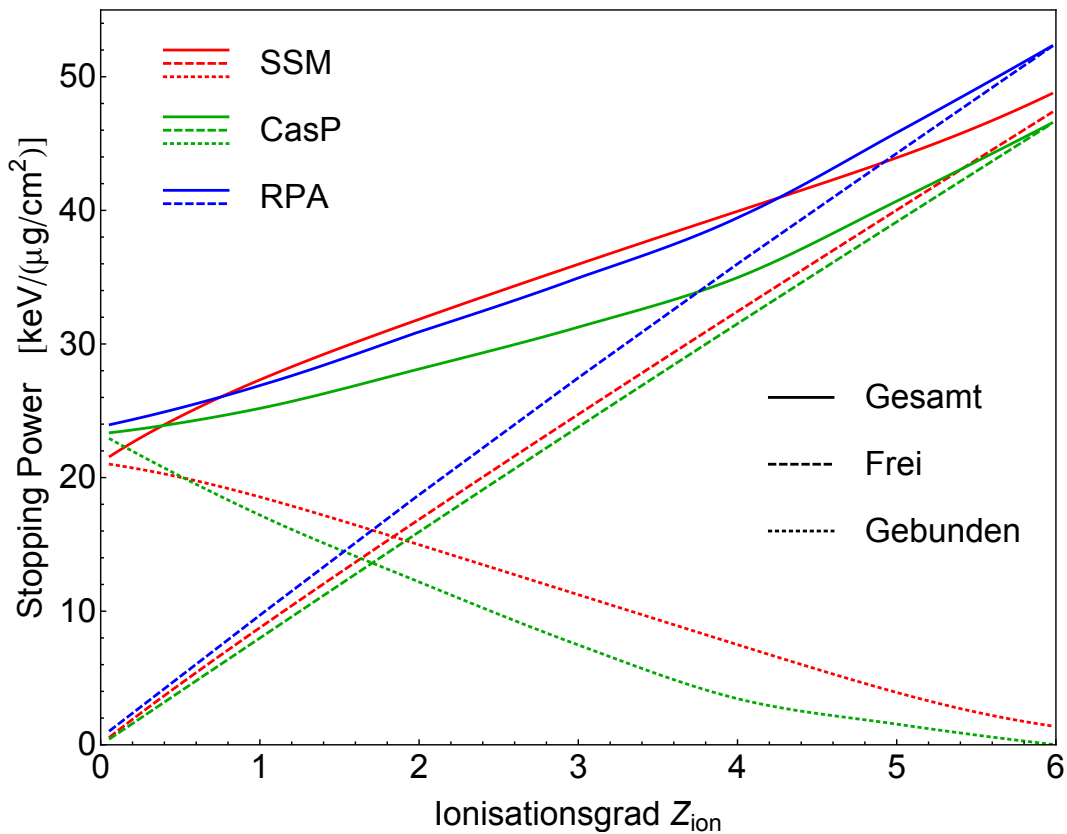


Abbildung 1.4.: Vergleich der Stopping Power für die verschiedenen Modelle in teilionisiertem Plasma, mit $n_i = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $Z_p = 17$ in Kohlenstoff mit $Z_T = 6$). Aufgrund der berücksichtigten Abschirmung der Wechselwirkungspotentiale im CasP Code, ist die Stopping an gebundenen Elektronen geringer als mit dem SSM. Die dielektrische RPA-Näherung sagt einen höheren Energieverlust an freien Elektronen voraus als CasP oder SSM.



2 Experimentelle Methoden

Alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Dieses bietet die weltweit einzigartige Möglichkeit, einen Schwerionenstrahl mit zwei Hochenergielasern in einer Targetkammer zu kombinieren und damit die Wechselwirkung von lasererzeugten Plasmen mit schnellen Ionen zu untersuchen.

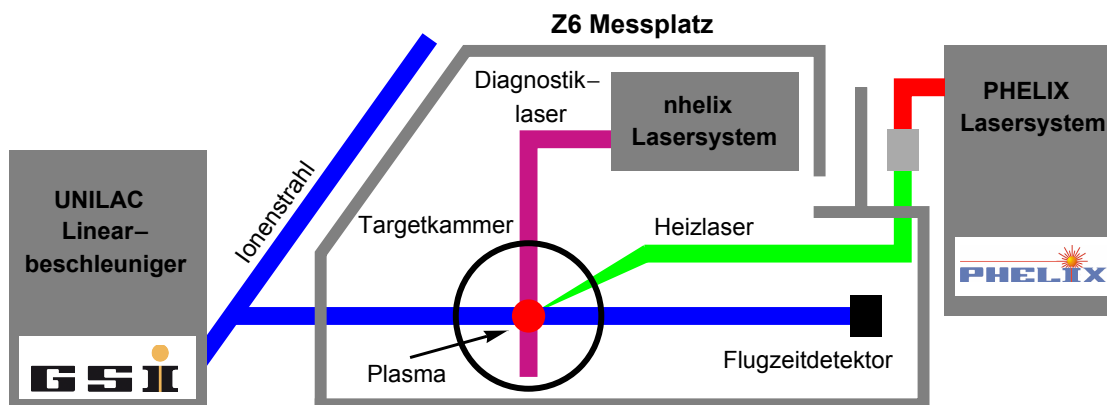


Abbildung 2.1.: Übersichtsplan des Experimentierplatzes Z6 am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Die Targetkammer an Z6 bietet die einzigartige Möglichkeit, den Ionenstrahl des UNILAC Beschleunigers mit den Hochenergielasern PHELIX und NHELIX zu kombinieren.

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Übersicht des Z6-Messplatzes der Plasmaphysik, an dem die Experimente durchgeführt wurden. Der UNILAC¹ ist ein Linearbeschleuniger, der Ionen verschiedener Spezies (Wasserstoff bis Uran) auf Geschwindigkeiten bis zu 20% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen kann. Er liefert einen gepulsten Ionenstrahl, der auf die Targetkammermitte fokussiert und nach einer Flugzeitstrecke auf einen Flugzeit- oder Ladungsdetektor abgebildet wird. NHELIX² und PHELIX³ sind zwei Hochenergielaser, die wahlweise als Heiz- oder Diagnostiklaser an denselben Ort wie der Ionenstrahl in die Targetkammermitte fokussiert werden können. Mittels eines komplexen Timingsystems ist es möglich, Ionenstrahl und Laser zeitlich aufeinander zu synchronisieren.

In dieser Arbeit wurden mehrere Experimente mit sich im Detail unterscheidenden Aufbauten durchgeführt, die später im Einzelnen erläutert werden. Bei allen wurde der PHELIX-Laser zum Heizen der Hohlräume und der NHELIX-Laser als Diagnostiklaser verwendet. Der grundsätzliche Aufbau der Experimente ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

Der Primärhohlraum des Targets wird mit einem intensiven Laserpuls des PHELIX-Lasers geheizt. Die erzeugte Röntgenstrahlung wird über ein Verbindungsloch in den Sekundärhohlraum

¹ Universal Linear Accelerator

² Nanosecond High Energy Laser for Heavy Ion Experiments

³ Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments

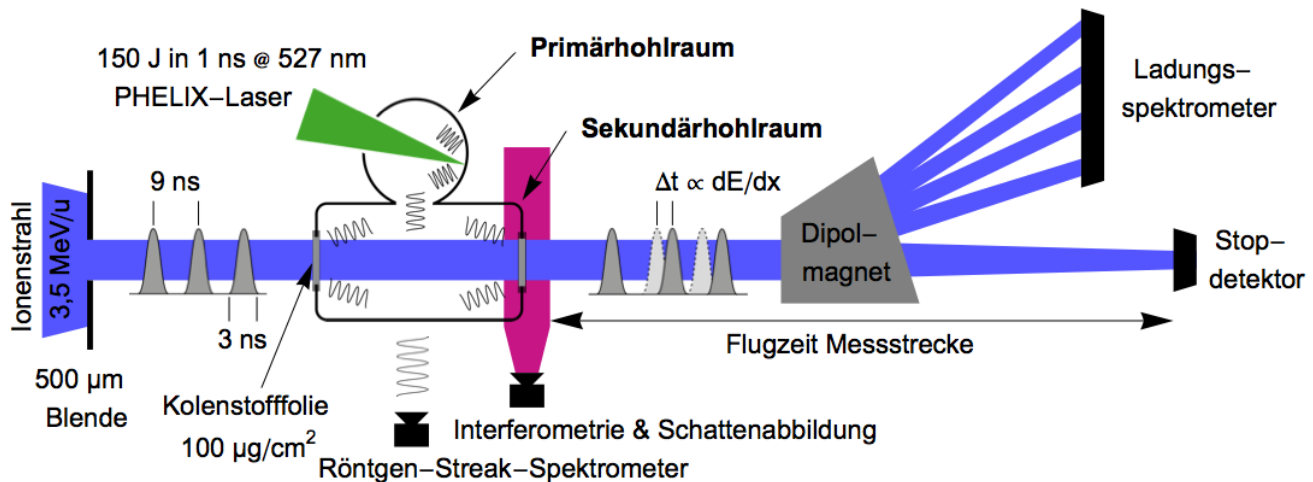


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau der Experimente: Der primäre Hohlraum wird von dem Hochenergielaser PHELIX geheizt und generiert mit der erzeugten Röntgenstrahlung ein Plasma im Sekundärhohlraum. Die Strahlungstemperatur in den beiden Hohlräumen wird mit einem zeitaufgelösten Röntgenspektrometer (Streak-Kamera) detektiert und die freie Elektronendichte, Abströmgeschwindigkeit und hydrodynamische Evolution werden mit einer Interferometrie bzw. Schattenabbildung vermessen. Durch das erzeugte Plasma wird ein gepulster Ionenstrahl geschossen. Die im Plasma verlangsamteten Ionen werden nach einer Flugstrecke wahlweise mit einem Flugzeitdetektor oder einem Ladungsspektrometer detektiert.

geleitet und heizt dort zwei Kohlenstofffolien, die an den Stirnflächen des Hohlraums angebracht sind, volumetrisch und homogen auf. Im Hohlraum entsteht ein Plasmazyylinder entlang der Ionenstrahlachse. Durch dieses Plasma wird ein gepulster Ionenstrahl mit definiertem Eingangsladungszustand geschossen. Der Ionenstrahl wird hierzu zunächst mit einer Lochblende beschnitten und nach der Wechselwirkung mit dem Plasma mit Ionenoptiken wahlweise auf einen Flugzeitdetektor oder ein Ladungsspektrometer abgebildet.

Wenn die Ionen mit dem Plasma wechselwirken, verlieren sie Energie und werden langsamer. Außerdem ändern sie aufgrund von stoßinduzierten Umladungsprozessen ihren Ladungszustand. Der Energieverlust wird über eine Flugzeitmessung bestimmt, indem der Flugzeitunterschied des Ionenpulses nach der Plasmawechselwirkung mit einem Referenzionenpuls im Vakuum verglichen wird. Die Verteilung der Ladungszustände wird mit Hilfe eines Dipolmagneten, der den Ionenstrahl in seine einzelnen Ladungszustände räumlich aufspaltet, und fünf zeitaufgelöste Ladungsdetektoren beziehungsweise einem schnellen Szintillator und einer Hochgeschwindigkeitskamera bestimmt.

Die Strahlungstemperatur in den Hohlräumen wird indirekt durch einen Anpassen einer Planckfunktion an das emittierte Hohlraumspektrum bestimmt. Dazu wird das Spektrum durch zusätzliche Diagnostiklöcher im Primär- beziehungsweise Sekundärhohlraum mit einem Röntgenspektrometer und einer Streak-Kamera zeitaufgelöst vermessen.

Das erzeugte Kohlenstoffplasma, das aus dem Hohlraum herausströmt, wird mit einem Multiframe-Plasma-Interferometer und einer Schattenabbildung charakterisiert. Mit der Interferometrie kann die freie Elektronendichte n_e des abströmenden Plasmas gemessen werden. Die Schattenabbildung ermöglicht es, die Plasmaevolution zeitlich zu verfolgen und damit die Ab-

schirmungen zu beobachten und eine Expansionsgeschwindigkeit des abströmenden Plasmas zu bestimmen.

2.1 Beschleunigeranlage und Lasersysteme

2.1.1 UNILAC-Beschleuniger

Die Beschleunigeranlage der GSI besteht aus zwei Beschleunigern: dem Hochfrequenzlinearbeschleuniger UNILAC und dem Ringbeschleuniger SIS18⁴. Der UNILAC beschleunigt Elemente von Wasserstoff bis Uran auf Energien von 1,4 bis 11,4 MeV/u. Diese Ionen können entweder direkt für Experimente genutzt oder in den SIS18 injiziert und dort weiter bis auf 2 GeV/u beschleunigt werden.

Die zeitliche Struktur des Ionenstrahls setzt sich aus einer Mikro- und einer Makrostruktur zusammen, wie in Abbildung 2.3 gezeigt ist. Die Makrostruktur hat eine Frequenz von 50 Hz mit einer Pulslänge von bis zu 5 ms in einem zeitlichen Abstand von 20 ms. Je nach Wahl der Ionenquelle wird diesen Makropulsen eine hochfrequente Mikrostruktur von 36,1 MHz (Hochstrominjektor) oder 108,4 MHz (Hochladungsinjektor) aufgeprägt, was einem zeitlichen Abstand der Mikropulse von 27,7 ns beziehungsweise 9,2 ns entspricht. Die einzelnen Mikropulse haben eine mittlere Pulslänge von 3 ns und sind in ihrer zeitlichen Form näherungsweise gaussförmig.

Da die mit Laser kombinierten Experimente typischerweise Einzelschussmessungen sind, für die jede Stunde nur wenige Makropulse benötigt werden, laufen die Experimente an Z6 als sogenannte parasitäre Strahlzeiten parallel zu einem Hauptexperiment. Im vorliegenden Fall wurde nur jeder zehnte Makropuls (5 Hz) an den Z6 Messplatz geleitet. Mit Hilfe einer im Strahlengang eingebrachten Umladungsfolie und eines Dipolmagneten kann ein spezieller Eingangsladungszustand der Projektionen für das Experiment präpariert werden.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde aufgrund der höheren Abtastrate, die zur Untersuchung eines kurzlebigen Plasmas (≈ 5 ns) von Vorteil ist, ausschließlich die

⁴ SIS18: Schwerionensynchrotron 18

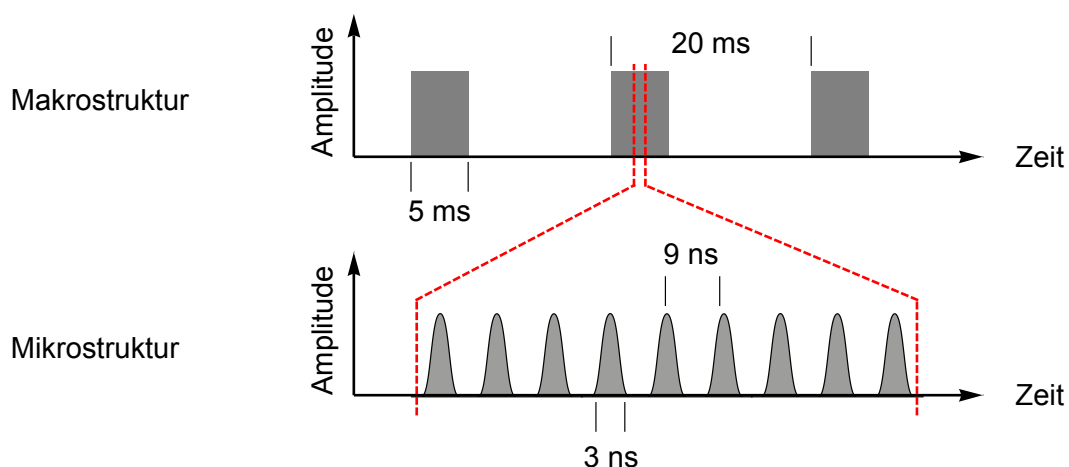


Abbildung 2.3.: Temporale Struktur des Ionenstrahls. Die Makropulse im Bereich von Millisekunden weisen eine Mikrostruktur mit Pulsen im Nanosekundenbereich auf.

108 Mhz-Quelle verwendet. Sämtliche Experimente wurden mit Calciumionen mit einer Masse von 48 u^5 , einer Ladung von $17+$ und einer Energie von $3,547\text{ MeV/u}$ durchgeführt. Der verwendete Ladungszustand wurde nahe dem Gleichgewichtsladungszustand in kaltem Kohlenstoff gewählt, der nach Gleichung 1.39 bei $Z_{eq} = 16,8$ liegt.

2.1.2 PHELIX-Laser

Der PHELIX-Laser ist aktuell Deutschlands größter Hochenergielaser und kann, abhängig von der Pulslänge, Laserpulse mit Energien bis zu 1 kJ (Langpuls, Pulslänge $1 - 20\text{ ns}$) und Leistungen von bis zu 500 TW (Kurzpuls, Pulslänge $0,5 - 20\text{ ps}$) bei einer Wellenlänge von 1053 nm erzeugen. Der Laser basiert auf einem blitzlampengepumptes Nd-Glas-Verstärkersystem mit einer Repetitionsrate von circa einem Schuss pro 90 Minuten. Ausführliche Beschreibungen des Lasersystems finden sich in [Bagnoud 2009; Schumacher 2012; Wagner 2014].

Am Z6-Messplatz wird der ns-Langpuls auf 527 nm frequenzverdoppelt und kann hierbei noch eine maximale Energie von 250 J erreichen. Pulsform und -dauer sind zwischen 1 und 20 ns frei wählbar.

Zur Heizung der Hohlräume werden $150 - 200\text{ J}$ Laserenergie in einem 1 ns (FWHM) langen, zeitlich gaussförmigen Laserpuls, auf eine $100\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM) durchmessenden Fläche fokussiert, was einer Leistungsdichte von etwa $1 \cdot 10^{15}\text{ W/cm}^2$ entspricht. Da der Laserfokus eine Rayleighlänge⁶ von $z_R \approx 350\text{ }\mu\text{m}$ [Schumacher 2012]⁷ und das Lasereintrittsloch einen Durchmesser von $300\text{ }\mu\text{m}$ hat, muss das Target mikrometergenau einjustiert werden.

2.1.3 NHELIX-Laser

Der NHELIX-Laser ist ein Nd-Glas-Verstärkersystem mit zwei Laseroszillatoren. Mit dem einem Laseroszillator können Pulse mit einer Länge von 7 bis 15 ns und Energien von bis zu 80 J bei einer Wellenlänge von 1064 nm erzeugt werden. Der andere Laseroszillator kann kürzere Pulse mit Pulsängen von $0,5\text{ ns}$ erzeugen, die im Rahmen dieser Arbeit als Diagnostiklaser zum Betrieb einer Plasmainterferometrie genutzt wurden. Hierzu wurde ein Teil der Laserenergie direkt nach dem Laseroszillator ausgekoppelt und mittels zweier BBO-Kristalle⁸ auf eine Wellenlänge von 355 nm frequenzverdreifacht. Details zum NHELIX System finden sich unter anderem in [Roth 1997; Schaumann 2006], die Plasmainterferometrie wird in Abschnitt 2.2.1 vorgestellt.

2.2 Plasma- und Hohlraumdiagnostik

2.2.1 Messung der freien Elektronendichte - Interferometrie

Zur Vermessung der freien Elektronendichte des aus dem Hohlraum ausströmenden Kohlenstoffplasmas wird ein Multiframe-Interferometer in Nomarski-Konfiguration verwendet [Nomarski 1955; Kogelschatz 1974; Benattar 1979].

Im Gegensatz zu gängigen Interferometeraufbauten (Michelson- oder Mach-Zender-Interferometer) wird beim Normarski-Interferometer nur ein Strahlarm zur Erzeugung des Interferenzsignals benötigt, indem der Strahl mit Hilfe eines Prismas mit sich selbst überlagert wird.

⁵ $\text{u} = 1,66 \cdot 10^{-27}\text{ kg}$ ist die atomare Masseneinheit.

⁶ Die Rayleighlänge berechnet sich aus der Laserwellenlänge λ_L und dem minimalen Fokusradius w_0 zu $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}$

⁷ Der Strahl hat eine Apertur von 25 cm und wird mit einer Linse mit 4 m Brennweite zu einem $100\text{ }\mu\text{m}$ Fokus fokussiert.

⁸ Beta-Bariumborat-Kristalle

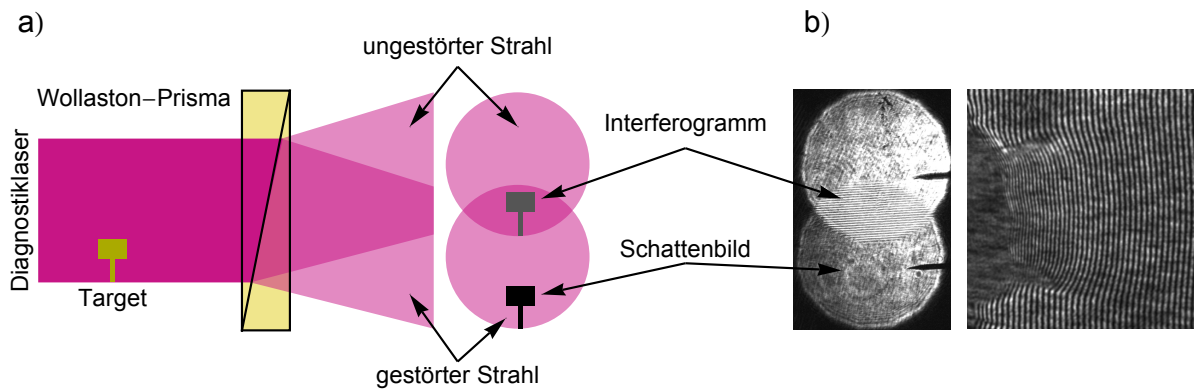


Abbildung 2.4.: a) Funktionsprinzip des Nomarski-Interferometers. b) Beispiele von Interferogrammen [Börner 2010].

Das Funktionsprinzip der Interferometrie ist in Abbildung 2.4a gezeigt. Ein Diagnostiklaser wird so aufgeweitet und über die Targetposition gestrahlt, dass er zur einen Hälfte das Plasma durchläuft während die andere Hälfte ungestört daneben vorbeigeht. Die beiden Teilstrahlen (der gestörte und ungestörte Teil des Hauptstrahls) werden anschließend mit Hilfe eines Wollaston-Prismas räumlich überlagert und zur Interferenz gebracht. Da der Brechungsindex im Plasma von der freien Elektronendichte abhängt, wird das Licht, das durch das Plasma läuft, gegenüber dem ungestörten Strahl phasenverschoben und es zeigt sich eine räumlich abhängige Verzerrung der Interferenzstreifen. Aus dieser Verbiegung der Interferenzmuster kann die Phasenverschiebung und damit die integrierte Elektronendichte, die das Licht durchlaufen hat, rückgerechnet werden. Ein Beispiel eines Interferogramms mit verbogenen Linien ist in Abbildung 2.4b exemplarisch gezeigt.

In dem verwendeten Aufbau hat der Diagnoselaser eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{lf}} = 355 \text{ nm}$ und eine Pulslänge von 500 ps (FWHM). Damit kann theoretisch eine Elektronendichte bis zur kritischen Dichte von $n_c = 9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ untersucht werden. Aufgrund der starken Dichtegradienten wird der Laserstrahl allerdings schon bei geringeren Dichten aus der Apertur der abbildenden Optiken gebrochen, so dass das Licht bereits bei Dichten unterhalb der kritischen Dichte nicht mehr auf die Kamera trifft und nur ein opaker Bereich - also ein Schattenwurf - sichtbar ist. Mit Hilfe eines sogenannten Raytracing-Programms wurde für die hier untersuchten Plasmen eine maximal messbare Elektronendichte von $n_{\text{max}} = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt [Börner 2010].

Um die Plasmaevolution zeitaufgelöst zu verfolgen, wird der kurze Laserpuls mit Hilfe eines optischen Ringes in vier, zeitlich um 2 ns versetzte, Pulse zerlegt, die jeweils auf vier verschiedenen Kameras abgebildet werden. Damit kann das Plasma über einen Zeitraum von 6 ns untersucht werden.

Die durch Hohlraumstrahlung erzeugten Plasmen weisen so hohe Dichten auf, dass die Elektronendichte erst nach einigen Nanosekunden, wenn das Plasma aufgrund seiner Expansion in den äußeren Bereichen dünn genug geworden ist sinnvoll gemessen werden kann (typischerweise $t > 4 \text{ ns}$). Die Interferometrie hat eine räumliche Auflösung von ca. $50 \mu\text{m}$.

Eine genaue Beschreibung des verwendeten Nomarski-Multiframe-Interferometers, des optischen Ringes, der Raytracing-Rechnungen sowie der mathematischen Methoden zur Auswertung und Bestimmung der Elektronendichte finden sich in [Blazevic 2010; Börner 2010; Börner 2012].

2.2.2 Messung der Plasmaexpansion - Schattenabbildung

Solange die Dichte des Plasmas zu hoch ist oder die Gradienten zu steil sind, zeigt sich im Interferogramm nur ein Schattenbild des expandierenden Plasmas. Diese Schattenbilder können dazu verwendet werden, das abströmende Gold- und Kohlenstoffplasma zu charakterisieren.

In vorliegender Arbeit wurde hiermit die Stabilität und Qualität der Abschirmungen über die Zeit und das Zulaufen des Zylinderhohlraums mit Goldplasma vermessen. Des Weiteren wurde die zeitliche Entwicklung des Plasmaschattens des Kohlenstoffplasmas zur Abschätzung einer Expansionsgeschwindigkeit für den Vergleich mit Simulationen verwendet.

Zusätzlich zur Schattenabbildung mit der Interferometrie wurde der expandierende Hohlraum mit zwei Hochgeschwindigkeitskameras (DicamPro Kamera von PCO) mit minimalen Belichtungszeiten von 3 und 5 ns aufgenommen. Hierzu wurde das Target mit einem Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 660 \text{ nm}$ von der Rückseite beleuchtet und die Kameras mit relativen Zeitabständen von 5 bis 30 ns ausgelöst. Im Vergleich zu den Schattenaufnahmen mit der Interferometrie wurde für die Bilder mit den Hochgeschwindigkeitskameras ein besseres Abbildungssystem (bessere Auflösung, bessere Ausleuchtung, höhere Tiefenschärfe) verwendet und ein größerer Sichtbereich aufgenommen.

2.2.3 Messung der Strahlungstemperatur - Röntgen-Streak-Spektrometer

Zur Messung der Strahlungstemperatur im primären und sekundären Hohlraum wurde in den jeweiligen Hohlraum ein zusätzliches Diagnostikloch eingebracht. Die dadurch emittierte thermische Röntgenstrahlung wird mit einer Lochkamera auf ein Röntgenspektrometer abgebildet und anschließend mit einer Streak-Kamera zeitaufgelöst detektiert. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Das Transmissionsgitter, das als dispersives Element im Spektrometer verwendet wird, besteht aus einem freistehenden Goldgitter mit 1000 Linien/mm (Stegbreite 500 nm, Linienabstand 1 μm). Es wird 11,4 cm vom Target entfernt platziert, mit einem Eingangsschlitz von 100 μm . Zum Schutz vor Target-Debris (Plasma, Goldstücke) wurde vor dem Schlitz eine dünne Kohlenstofffolie angebracht (66 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). In der verwendeten Konfiguration hat das Spektrometer einen Arbeitsbereich von 0,2 – 20 nm und ein Auflösungsvermögen von 0,05 – 0,4 nm.

Die am Gitter gebeugte Röntgenstrahlung wird auf die CsI-Kathode der Streak-Kamera abgebildet. Dort lösen die Photonen Elektronen aus, die zur Anode beschleunigt werden und mit einem elektrischen Feld zeitlich über einen Phosphorschirm geschmiert werden. Die im Phos-

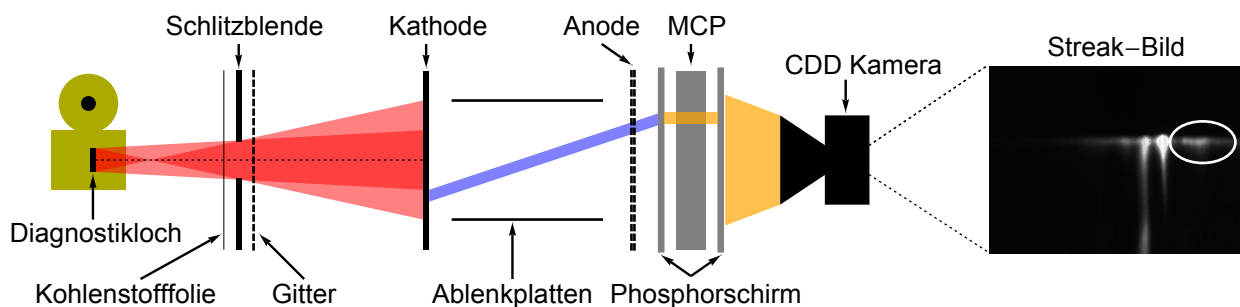


Abbildung 2.5.: Funktionsprinzip des Röntgen-Streak-Spektrometers.

phor erzeugten Photonen werden anschließend mit einer Multi-Channel-Plate (MCP) verstärkt und auf einen weiteren Phosphorschirm in ein optisches Bild umgewandelt, welches mit einer CCD-Kamera aufgenommen wird. Die verwendete Streak-Kamera (LMXRSC von Kentech Instruments) kann ein minimales Zeitfenster von 60 ns aufnehmen mit einer zeitlichen Auflösung von 0,35 – 0,5 ns.

Weitere technische und theoretische Details zum Aufbau des Spektrometers und der Streak-Kamera sowie zur Auswertung der Daten finden sich in [Schumacher 2012].

2.3 Ionenstrahldiagnostik

2.3.1 Messung des Energieverlustes

Da der Ionenstrahl gepulst ist, kann der Energieverlust, den der Ionenstrahl in Materie erfährt, direkt aus der zeitlichen Verzögerung der Pulse bestimmt werden.

Prinzip der Flugzeitmessung

Ein Projektilion mit der Eingangsenergie E_p erfährt im Targetmaterial (kalte Folie oder Plasma) einen Energieverlust von ΔE und verlässt das Target mit einer reduzierten Energie $E'_p = E_p - \Delta E$ in Richtung des Flugzeitdetektors. Der Energieverlust führt zu einer Verringerung der Fluggeschwindigkeit $v'_p < v_p$ und damit zu einer längeren Flugzeit $t'_L = L/v'_p > L/v_p = t_L$, wobei L die Länge der Flugstrecke vom Target bis zum Detektor ist.

Der Energieverlust berechnet sich direkt aus dem Flugzeitunterschied zwischen einem abgebremsten und einem nicht abgebremsten Ionenpuls $\Delta t = t_L - t'_L$ über

$$\Delta E = \left(1 - \frac{1}{\left(1 - \frac{v_p}{L} \Delta t \right)^2} \right) E_p \quad \text{Energieverlust aus der Flugzeit} \quad (2.1)$$

mit der Projektilgeschwindigkeit⁹ $v_p = \sqrt{2E_p/m_p}$ und der Projektilmasse m_p .

Experimentell wird der Flugzeitunterschied Δt über die Verzögerung der Ionenpulse bestimmt, wie in Abbildung 2.6a skizziert. Um den Unterschied des Energieverlustes in Plasma im Vergleich zu kalter Materie zu bestimmen werden insgesamt drei Messungen benötigt. Da die Ionenstrahleigenschaften (Intensität, Strahlposition) auf längeren Zeitskalen schwanken (Minuten bis Stunden) und für alle drei Messungen vergleichbare Experimentbedingungen (Targetposition, Massenbelegung auf Achse) gelten sollen, werden diese pro Messzyklus in schneller Abfolge nacheinander durchgeführt. Kurz vor dem Laserschuss wird eine Messung in kalter Folie durchgeführt. Anschließend wird der Laser gezündet und das Plasma vermessen und kurz nach dem Schuss folgt schließlich eine weitere Referenzmessung im Vakuum (Das Target wurde während des Schusses komplett zerstört und befindet sich nicht mehr im Strahlengang). Um Phasenschwankungen des Ionenstrahls gegenüber den Experimenttriggern (Jitter = ± 1 ns) später herausrechnen zu können, wird bei jeder Messung zusätzlich das 108 MHz-Hochfrequenzsignal des Beschleunigers aufgezeichnet. Die Flugzeitunterschiede werden anschließend alle bezüglich dieses 108 MHz-Signals ausgewertet und erst dann miteinander verglichen. Zur Bestimmung der zeitlichen Pulspositionen werden die Signale mit speziellen Peakfunktionen gefittet. Damit kann die Position auf $\pm 0,1$ ns genau bestimmt werden. Abbildung 2.6b zeigt exemplarisch einen Satz Rohdaten einer solchen Messung.

⁹ Die Gleichung ergibt sich direkt aus $\Delta E = E_p - E'_p = \frac{1}{2}mv_p^2 - \frac{1}{2}mv_p'^2$

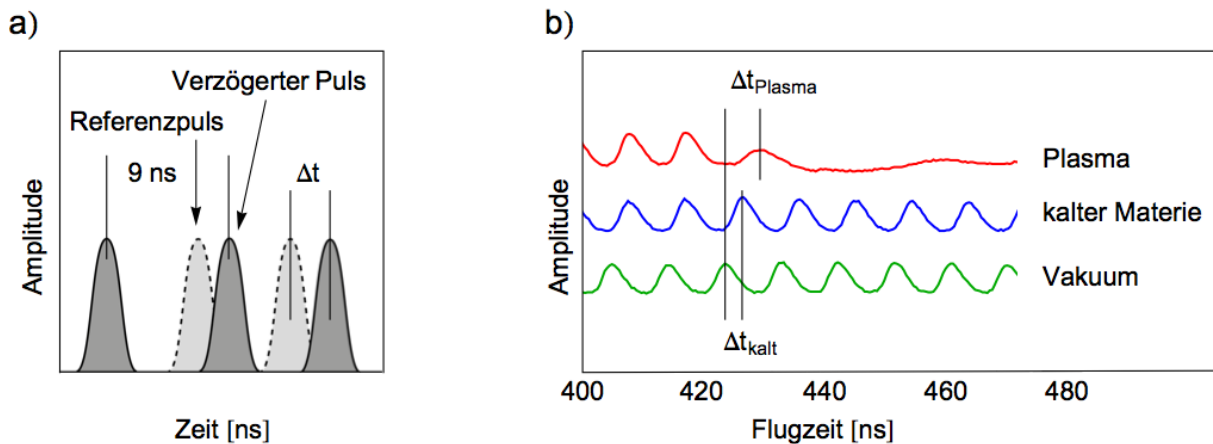


Abbildung 2.6.: a) Bestimmung des Energieverlustes durch Messung der Flugzeitverzögerung eines Ionenpulses (schematisch). b) Beispiel eines typischen Datensatzes mit Messungen in Plasma, kalter Materie und Vakuum.

Polykristalline Diamantdetektoren

Um die Verzögerung der Ionenpulse zu vermessen, müssen diese zeitaufgelöst detektiert werden. Die hohen Strahlströme und die kurzen schnell aufeinander folgenden Ionenpulse stellen hierbei eine besondere Anforderung an das zeitliche Auflösungsvermögen und die Strahlenhärte der Detektoren dar. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurden in den letzten Jahren spezielle polykristalline Diamantdetektoren entwickelt.

Diamant hat aufgrund seiner sp^3 -Hybridbindungen außergewöhnliche Materialeigenschaften, die wesentliche Vorteile gegenüber den sonst üblichen Siliziumdetektoren aufweisen. Neben seiner großen mechanischen Stabilität, verfügt er über eine hohe Strahlenhärte und eine hohe Ladungsträgermobilität. Dies erlaubt es, sehr dünne und freistehende Detektoren zu bauen, welche bei den hohen Strömen des UNILAC-Makropulses nicht zerstört werden und gleichzeitig eine hohe Zeitauflösung zur Detektion der einzelnen Mikropulse aufweisen. Für die Detektoren kann Diamant in mono- oder polykristalliner Form verwendet werden. Alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Detektoren sind aus polykristallinem Diamant gefertigt, da diese günstiger in der Anschaffung und für die Energieverlustmessungen ausreichend genau sind [Cayzac 2013].

Das Funktionsprinzip eines solchen Detektors ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Ein dünner polykristalliner Diamant (10 – 20 μm) wird beidseitig mit 150 nm dicken Elektroden beschichtet, an die eine Hochspannung angelegt wird. Dringt ein Ion in den Diamanten ein, stoßionisiert es die Kohlenstoffatome und erzeugt entlang des Eintrittskanals Elektronen-Loch-Paare. Die freien Ladungsträger werden von den Elektroden angezogen und erzeugen so einen Stromfluss. Dieser Stromfluss wird in einen Spannungspuls umgewandelt, verstärkt und anschließend mit einem schnellen Oszilloskop aufgezeichnet. Die verwendeten Diamantdetektoren haben eine Zeitauflösung von 70 – 250 ps, was eine präzise Vermessung der Ankunftszeit der Ionenpulse und damit des Energieverlustes erlaubt.

Die verwendeten freistehenden Diamanten haben Flächen von mehreren zehn Quadratmillimetern bis zu Quadratzentimetern. Zur Absenkung der Detektorkapazität sind die Elektroden auf der Vorderseite in einzelne kleinere Flächen unterteilt. Jede Elektrode wird zunächst einzeln

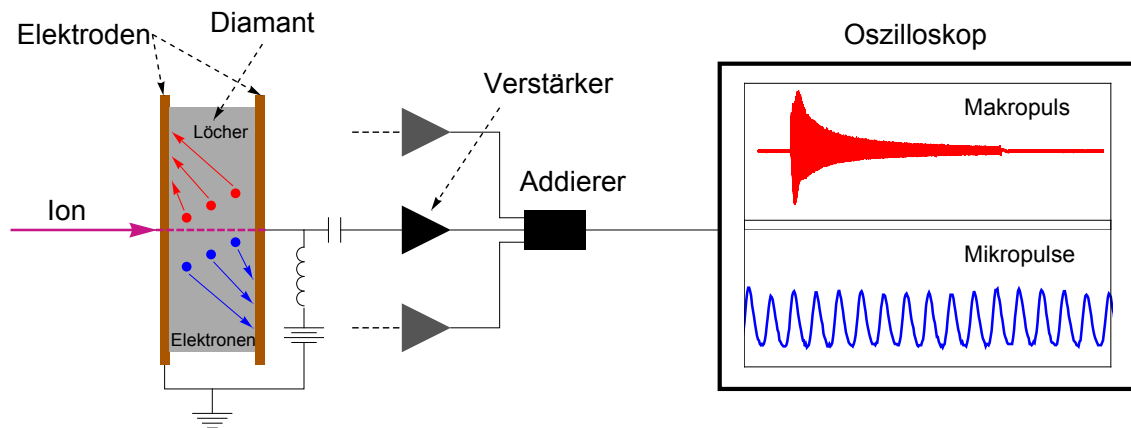


Abbildung 2.7.: Funktionsprinzip der Diamantdetektoren: Die Ionen erzeugen im Diamant Elektronen-Loch-Paare, die an den Elektroden einen Strom induzieren, der in einen Spannungspuls umgewandelt, verstärkt und mit einem Oszilloskop aufgezeichnet wird.

ausgelesen und verstärkt. Anschließend werden alle Pixel zusammengeschaltet und zu einem Signal addiert. Der Verlust von Ionen in den Freiräumen zwischen den metallisierten Flächen ist vernachlässigbar. Details zu den verwendeten Detektoren finden sich in [Wamers 2006; Cayzac 2010; Cayzac 2013; Frank 2012; Knetsch 2013]

Flugzeitdetektor

Für die Flugzeitmessungen wird ein $19\text{ }\mu\text{m}$ dicker polykristalliner Diamantdetektor mit einer Fläche von $8 \times 8\text{ mm}$ verwendet, der speziell für diese Anwendung entwickelt wurde [Wamers 2006]. Die sensitive Fläche ist in vier $3,9 \times 3,9\text{ mm}$ große Elektroden unterteilt (vgl. Abbildung 2.8a). Die typische experimentell erreichbare Zeitauflösung beträgt 70 bis 80 ps. Der Detektor befindet sich 12,13 m hinter dem Target mit direkter Sicht auf den Hohlraum und das Plasma. Der intensive Röntgenpuls, der durch das Plasmaleuchten des Targets erzeugt wird, erreicht den Detektor nach 40,4 ns und treibt diesen für ca. 50 ns in Sättigung. Die Ionen, die mit etwa 10% der Lichtgeschwindigkeit fliegen, erreichen den Detektor erst nach ca. 460 ns und können wieder problemlos detektiert werden. Die Anstiegsflanke des Röntgenblitzes wird in der Auswertung als präzise Zeitreferenz für den Beginn des Laserpulses verwendet.

2.3.2 Messung der Ladungsverteilung

Zur Vermessung der Ladungsverteilung wird der aus dem Festkörper oder Plasma austretende Ionenstrahl zunächst mit einem Dipolmagneten räumlich in seine einzelnen Ladungszustände aufgespalten. Anschließend werden die Anteile der Ionen in den einzelnen Ladungszuständen entweder mit einem zeitaufgelösten, auf Diamantdetektoren basierenden Spektrometer, oder mit einem schnellen Szintillator und einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert.

Zeitaufgelöstes Ladungsspektrometer

Das zeitaufgelöste Ladungsspektrometer verwendet fünf Diamantdetektoren, die so platziert sind, dass die Fläche jedes Detektors je einen Ladungszustand abdeckt. Insgesamt kann das Spektrometer damit bis zu fünf Ladungszustände gleichzeitig zeitaufgelöst messen. Typischerweise wird es so justiert, dass die fünf Ladungszustände symmetrisch um den Gleichgewichts-

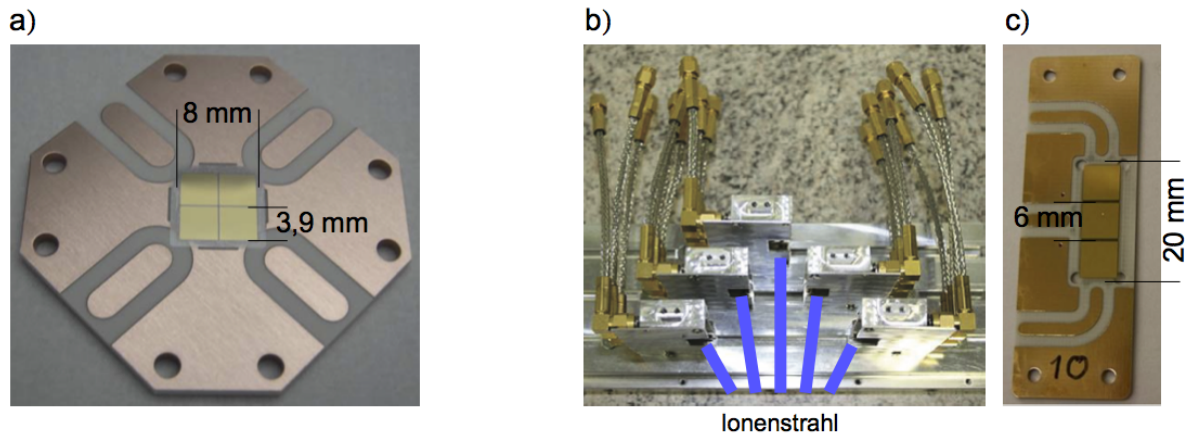


Abbildung 2.8.: CVD-Diamantdetektoren: a) Flugzeitdetektor mit vier quadratischen Elektroden. b) Aufbau des Ladungsspektrometers mit fünf Einzeldetektoren. c) Rechteckiger Einzeldetektor des Ladungsspektrometers mit drei Elektroden.

ladungszustand liegen. Die räumlich getrennten Einzeldetektoren, wie in Abbildung 2.8b zu erkennen, sind jeweils einzeln justierbar und bestehen aus einem 7×20 mm großen und $20 \mu\text{m}$ dicken polykristallinen Diamanten, dessen Metallisierung in drei Segmente von je 6×6 mm unterteilt ist (vgl. Abbildung 2.8c). Die Zeitauflösung dieser Detektoren liegt bei $200 - 250$ ps. Die Flugstrecke zum Ladungsspektrometer beträgt $11,77$ m und befindet sich aufgrund der Ablenkung durch den Dipolmagneten nicht mehr in der Sichtline zur Röntgenstrahlung des Hohlraums und des Plasmas. Für die in dieser Arbeit untersuchten Calciumionen mit einem Gleichgewichtsladungszustand von $Z_{eq} = 16,8$ wurden die Ladungszustände $15+$, $16+$, $17+$, $18+$, und $19+$ aufgezeichnet.

Der Vorteil dieses Ladungsspektrometers liegt zum einen in der Zeitauflösung, denn diese ermöglicht es wie mit dem Stoppdetektor eine Flugzeitmessung durchzuführen und so den Energieverlust für jeden Ladungszustand zu bestimmen, und zum anderen in der hohen Sensitivität, die es prinzipiell erlaubt, einzelne Ionen zu detektieren. Der Nachteil sind starke Überschwinger und Signalverzerrungen, wenn sich die Teilchenzahl zeitlich zu schnell ändert. In vorliegender Arbeit waren diese Signalverzerrungen so stark, dass keine sinnvolle Ladungsverteilung mehr ausgewertet werden konnte. Auf diese Problematik wird ausführlich im experimentellen Ergebnisteil in Kapitel 5.3 eingegangen. Weitere Details zum Ladungsspektrometer finden sich in [Cayzac 2010; Cayzac 2013].

Schneller Szintillator und Hochgeschwindigkeitskamera

Eine alternative Methode zur Messung der Ladungsverteilung ist es, den aufgeweiteten Ionenstrahl auf einen schnellen Szintillator zu lenken und so die Ionen in sichtbares Licht umzuwandeln, wobei die Photonenzahl des erzeugten Lichts proportional zu der Anzahl der Ionen ist. Das emittierte Licht wird anschließend mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Als Szintillator findet ein schneller Plastiksintillator (EJ-212 von Eljen Technology) mit einer Anstiegszeit von $0,9$ ns und einer Abklingzeit von $2,7$ ns Anwendung. Ein einzelner Ionenpuls mit einer zeitlichen Länge von 3 ns leuchtet inklusive der Abklingzeit ca. 4 bis 6 ns am Szintillator auf. Da die Ionenpulse einen zeitlichen Abstand von 9 ns haben, wurde für die Hochgeschwindigkeitskamera (DicamPro Kamera von PCO) eine Belichtungszeit von 8 ns gewählt so das exak das

Signal eines einzelnen Ionenpulses aufgezeichnet wird. Ein exaktes Timing der Kamera erlaubt es, genau den Puls zu detektieren, der zuvor mit dem Plasma gewechselwirkt hat. Der Nachteil dieser Messmethode ist, dass die Szintillator-Kamera-Kombination nicht einzelteilchensensitiv ist und eine bestimmte Mindestanzahl von Ionen benötigt, um ein auswertbares Signal zu erzeugen. Damit gehen vor allem die Randbereiche mit wenigen Ionen im Hintergrundrauschen unter. Diese Problematik wird ebenfalls ausführlich in der Experimentauswertung in Kapitel 5.3 diskutiert.

2.4 Übersicht über die durchgeführten Experimente

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ergebnisse von fünf experimentelle Kampagnen ausgewertet. Bei zwei Strahlzeiten handelte es sich um reine Laserstrahlzeiten zur Charakterisierung der Hohlraumtargets. Die drei anderen Strahlzeiten wurden als kombinierte Experimente mit Laser und Ionenstrahl durchgeführt. Drei davon wurden vom Autor selbst beantragt, geplant und durchgeführt. Eine Übersicht der durchgeführten Experimente ist in Tabelle 2.1 gezeigt.

Nr	Datum	Typ	Ziel	Target	Leitung
1.	Feb 2011	Laser	Strahlungstemperatur	VTa 1.Gen.	D. Schumacher
2.	Jun 2011	Laser + Ionen	Energieverlust	VTa 2.Gen.	D. Schumacher
3.	Jul 2012	Laser	Targetcharakterisierung	KuTa, LaTa 1.Gen.	A. Ortner
4.	Sep 2012	Laser + Ionen	Energieverlust	KuTa, LaTa 2.Gen.	A. Ortner
5.	Sep 2014	Laser + Ionen	Ladungsverteilung	LaTa 3.Gen.	A. Ortner

Tabelle 2.1.: Übersicht der durchgeführten Experimente mit den jeweils verwendeten Targets VTa, KuTa und LaTa. Die verschiedenen Targetgeometrien werden in Kapitel 3 erläutert.

Im Folgenden werden die einzelnen durchgeführten experimentellen Kampagnen kurz erläutert. Die Abkürzungen VTa, KuTa und LaTa sind Bezeichnungen für verschiedene Targetgeometrien die verwendet wurden und die im folgenden Kapitel 3 ausführlich vorgestellt werden.

Strahlzeit 1 (Februar 2011): Bestimmung der Strahlungstemperatur in den Hohlräumen

In dieser reinen Laserstrahlzeit mit dem PHELIX-Laser wurde die Strahlungstemperatur verschiedener Hohlraumgeometrien erstmals zeitaufgelöst mit einem Röntgen-Streak-Spektrometer gemessen. Hierbei wurde die Strahlungstemperatur im Primär- als auch im Sekundärhohlraum bestimmt. Aus dieser Strahlzeit wurden nur die Messergebnisse zum Target des Typs „VTa“ ausgewertet. Alle weiteren Ergebnisse dieser Strahlzeit finden sich in der Arbeit von [Schumacher 2012].

Strahlzeit 2 (Juli 2011): Erste Energieverlustmessung

Diese kombinierte Strahlzeit diente als erster experimenteller Test („Proof of Principle“-Experiment) für die Funktionsweise der Doppelhohlräume als Targets für Energieverlustexperimente. Erstmals konnte ein durch Hohlraumstrahlung erzeugtes dichtes Plasma in einem submillimeter großen Hohlraum mit einem Ionenstrahl untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Strahlzeit wurden zur Optimierung und Verbesserung der Hohlraumgeometrie ausgewertet und zum iterativen anpassen (engl: benchmarking) des RALEF-2D-Codes (vgl. Anhang A.1.1) verwendet. Auch hier wurden nur die Ergebnisse der „VTa“-Targets untersucht. Die Ergebnisse zu weiteren Targettypen finden sich ebenfalls in [Schumacher 2012].

Experiment 3 (Juni 2012): Hohlraumcharakterisierung

In dieser reinen Laserstrahlzeit wurde die auf Simulationen basierende verbesserte Hohlraumgeometrie des Typs „KuTa“ charakterisiert. Neben der Messung der Strahlungstemperatur im Sekundärhohlraum wurde das Zulaufen des Hohlraums mit Goldplasma, das Durchbrennen und Expandieren des Primärhohlraums und das ausströmende Kohlenstoffplasma untersucht.

Experiment 4 (September 2012): Messung des Energieverlustes

Nach weiteren Verbesserungen der Hohlraumgeometrie, insbesondere der Abschirmung, wurde in dieser kombinierten Strahlzeit eine präzise Messung des Energieverlusts von Calciumionen in einem schwach gekoppelten Plasma durchgeführt. Außerdem wurde überprüft, ab wann der Ionenstrahl vom einströmenden Gold der Hohlraumwände gestört wird. In dieser Strahlzeit wurden die um eine Generation weiterentwickelten „KuTa“ Targets sowie die neu entwickelten „LaTa“ Targets verwendet.

Experiment 5 (September 2014): Messung der Ladungsverteilung

In der 5. experimentellen Kampagne, ebenfalls eine kombinierte Laser-Ionen Strahlzeit, wurde die Ladungsverteilung eines Calciumionenstrahls nach Wechselwirkung mit kaltem Kohlenstoff und schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma bestimmt. Als Target kam eine weiter entwickelte Version des „LaTa“ Targets zum Einsatz.

2.5 Zusammenfassung der experimentellen Parameter

Heizlaser (PHELIX)		
Wellenlänge:	λ_L	= 527 nm
Energie:	E_L	= 150 – 200 J
Pulslänge (FWHM):	Δt_L	= 1 ns
Fokussdurchmesser (FWHM):	\varnothing	= 100 μm
Intensität:	I_L	$\approx 1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$
Ionenstrahl		
Element:	Calcium	$Z = 20, A = 48$
Eingangsladungszustand:	Z_p	= 17^+
Energie:	E_p	= 3,547 MeV/u = 170,2 MeV
Pulslänge:	Δt_p	= 3 ns (FWHM)
Pulsabstand:	T_p	= 9 ns (108 MHz)
Anzahl Teilchen (Strahlstrom):	I_p	$\approx 6,5 \cdot 10^3$ Ionen/Puls (2 μA)
Plasma Interferometrie		
Wellenlänge:	λ_{If}	= 355 nm
Pulslänge / Zeitauflösung:		= 0,5 ns
Pulsabstand:		= 2 ns
Ortsauflösung:		$\approx 50 \mu\text{m}$
Röntgenspektrometer		
Arbeitsbereich:		= 0,2 – 20 nm
Spektrale Auflösung:		= 0,02 – 0,4 nm
Streakfenster:		= 60 ns
Zeitliche Auflösung:		= 0,35 – 0,5 ns
Flugzeitdetektor		
Flugstrecke:	L_{stop}	= 12,13 m
Zeitauflösung:	Δt_{stop}	= 78 ps
Ladungsspektrometer		
Flugstrecke:	L_{charge}	= 11,77 m
Zeitauflösung:	Δt_{charge}	= 200 ps
Plastikszintillator		
Anstiegszeit:		= 0,9 ns
Abklingzeit:		= 2,7 ns

Tabelle 2.2.: Übersicht über die Experiment- und Diagnostikparameter



3 Targetentwicklung

In dieser Arbeit werden dünne Kohlenstofffolien in einem Goldhohlraum mittels thermischer Röntgenstrahlung in einem dichten schwach gekoppelten Plasma geheizt.

Konzeption und Herstellungsverfahren der Hohlräume wurden in den letzten Jahren in der Arbeitsgruppe Laserplasmaphysik und im Targetlabor der Technischen Universität Darmstadt stetig weiter entwickelt und verbessert. In den Vorgängerarbeiten lag der Schwerpunkt auf der Entwicklung entsprechender Fabrikationstechniken [Heßling 2005; Schaumann 2007], sowie spezieller diagnostischer Verfahren zur experimentellen Charakterisierung der Hohlräume [Kraus 2009; Heßling 2010]. Im Jahr 2011 wurde in einem ersten kombinierten Experiment mit Laser- und Ionenstrahl die Funktionalität („Proof of Principle“) des Doppelhohlraumkonzepts und der verwendeten experimentellen Methode erfolgreich nachgewiesen [Schumacher 2012].

An diese Ergebnisse knüpft vorliegende Arbeit an. Ziel war es, den Hohlraum so zu optimieren, dass damit ein wohldefiniertes, räumlich homogenes, dichtes und schwach gekoppeltes Kohlenstoffplasma mit einer Lebensdauer von circa 5 ns erzeugt und zur Durchführung präziser Energieverlust- und Ladungsverteilungsmessungen verwendet werden kann.

Die bereits gewonnenen Erkenntnisse aus den Vorgängerarbeiten werden um Simulationen mit dem in den letzten Jahren speziell hierfür entwickelten 2D-Hydrodynamik-Simulationscode RALEF-2D (vgl. Kapitel A.1.1) ergänzt. Es wurden erstmals systematisch verschiedene Hohlraumgeometrien theoretisch studiert sowie Betrachtungen zu unterschiedlichen physikalischen Gesichtspunkten gemacht. Aufgrund begrenzter Rechnerleistung und numerischer Schwierigkeiten war es nicht möglich ein vollständiges Doppeltarget zu simulieren. Stattdessen wurde das Target in drei Einzelschritten simuliert. Als erstes wurde der kugelförmige Primärhohlraum,

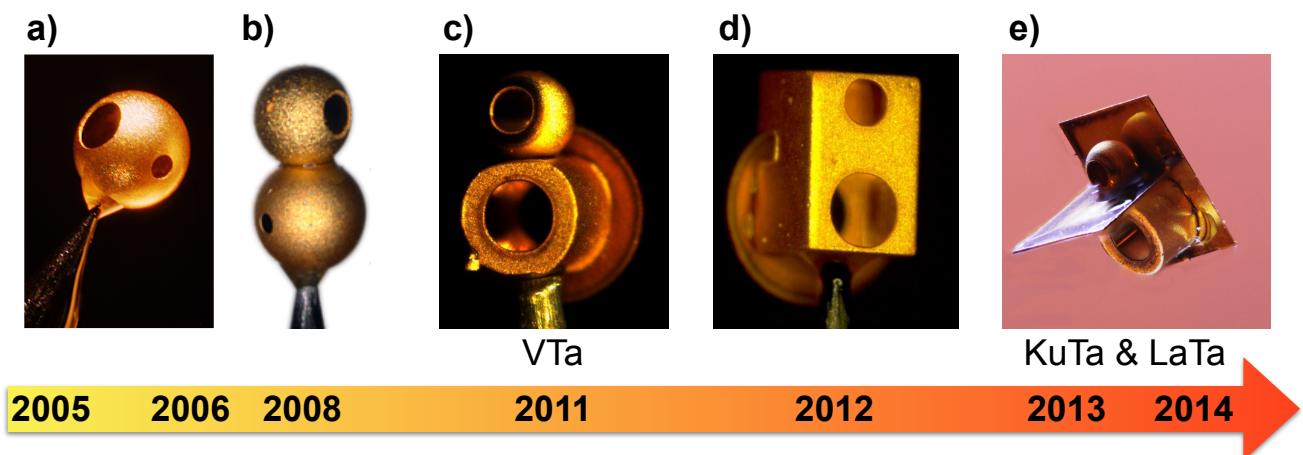


Abbildung 3.1.: Übersicht über verschiedene Hohlraumtargets: a) Die ersten Konverterhohlräume [Heßling 2005]. b) Die ersten Doppelhohlräume [Schaumann 2007]. c) und d) Weiterentwickelte Hohlraumgeometrien für Ionenstrahlexperimente [Schumacher 2012]. e) Aktuelles simulationsoptimiertes Hohlraumdesign [Ortner 2015b]. VTa, KuTa und LaTa bezeichnen verschiedene Targetgeometrien.

als zweites der leere Zylinderhohlraum und als drittes der mit Kohlenstoff gefüllte Sekundärhohlraum simuliert.

3.1 Targetgeometrie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei neu entwickelte Targetdesigns (KuTa & LaTa) und ein älteres Design (VTa) untersucht. Alle drei Targets setzen sich aus einem kugelförmigen Primärhohlraum und einem zylinderförmigen Sekundärhohlraum zusammen, an dessen offenen Enden jeweils eine dünne Kohlenstofffolie angebracht ist. Die Dicke der einzelnen Kohlenstofffolien wurde anhand durchgeführter Vorsimulationen so gewählt, dass die Materie bei einseitiger Beleuchtung mit thermischer Röntgenstrahlung innerhalb von 0,8 – 1 ns vollständig in ein Plasma umgewandelt ist. Das in [Schumacher 2012] entwickelte „Voll Target“ (VTa, vgl. Abbildung 3.1c) diente hierbei als Ausgangspunkt für die durchgeführten Simulationen und Optimierungen. Der Grund für die Entwicklung von zwei neuen Targets, einem „kurzen Targets“ (KuTa) und einem „langen Target“ (LaTa), liegt an deren komplementären Vor- und Nachteilen, welche im Folgenden ausgeführt werden.

Die grundlegende Idee bei der Verwendung eines Hohlraums mit zwei Kammern ist, die hochenergetische Strahlung aus der Korona des primären Laserplasmas so gut wie möglich vom eigentlichen Plasmataarget (dem Kohlenstoff) abzuschirmen. Idealerweise wird die Kohlenstofffolie ausschließlich von räumlich homogener, thermischer Hohlraumstrahlung geheizt. Gelangt zuviel hochenergetische Linienstrahlung in den Sekundärhohlraum, kann es zur einer ungleichmäßigen Heizung und damit zu einem unsymmetrischen Plasmaverschluss des Zylinders oder zu starken Inhomogenitäten des Kohlenstoffplasmazustandes über den Ionenstrahlquerschnitt kommen.

Wie in Abbildung 3.2a zu erkennen, gibt es trotz Optimierung von Laserfokusposition und Durchgangsloch immer noch eine geometrische Sichtlinie auf das heiße Primärplasma. Der Einfluss der hochenergetischen Strahlung auf die Hydrodynamik im Sekundärhohlraum kann mit dem verwendeten RALEF-2D-Simulationscode nicht korrekt beschrieben werden, da mit

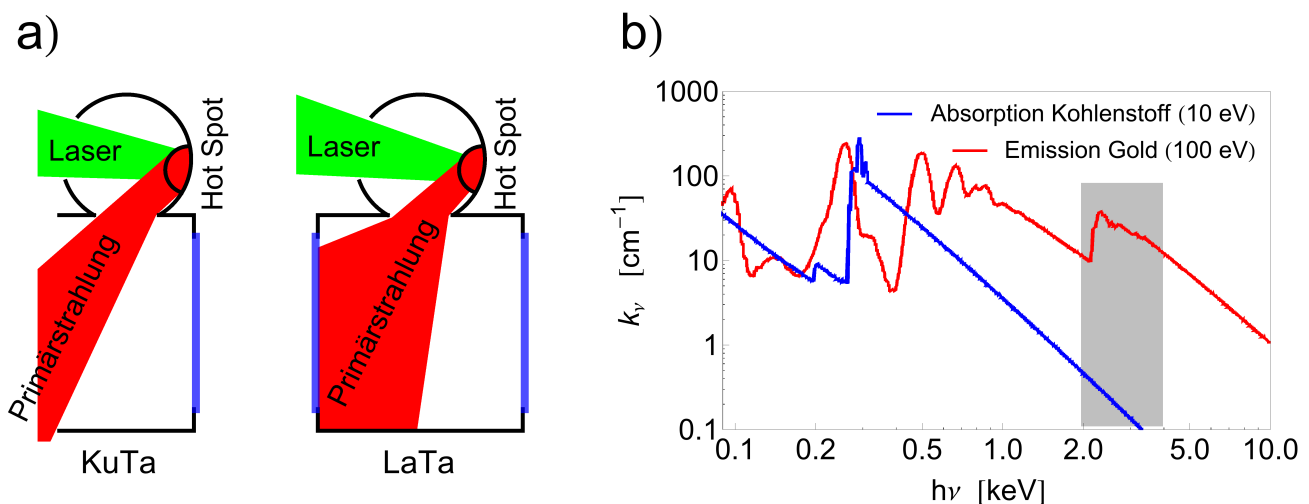


Abbildung 3.2.: a) Skizzierung der Sichtbereiche mit denen primäre Koronastrahlung in den Sekundärhohlraum trifft. b) Spektrale Emission von Gold im Vergleich zur spektralen Absorption von Kohlenstoff. Quelle: THERMOS Code [Iacob 2006; Faik 2014].

der aktuellen Version des Codes weder ein vollständiger Doppelhohlraum noch ein winkelabhängiges Strahlungsspektrum zur Heizung des Sekundärhohlraums gerechnet werden kann. Die Simulationen zeigen, dass der Anteil der hochenergetischen Strahlung an der gesamten Strahlungsleistung weniger als 10% beträgt und der Kohlenstoff für diesen Energiebereich der Strahlung nahezu transparent ist (vgl. Abbildung 3.2b). Dennoch können Inhomogenitäten in der Heizung des Sekundärhohlraums damit nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Um einen möglichen Einfluss der inhomogenen Heizung im Experiment eindeutig feststellen beziehungsweise ausschließen zu können, wurden zwei komplementäre Targets, das KuTa und das LaTa entwickelt. Beim LaTa wurde die Länge so gewählt, dass ein großer Anteil der Primärstrahlung auf die Innenwand des Sekundärhohlraums trifft. Beim KuTa wurde die zweite Kohlenstofffolie weggelassen und der Hohlraum so verkürzt, dass die Primärstrahlung den Hohlraum direkt verlässt ohne ihn zu heizen (vgl. Abbildung 3.2a). Der Vorteil des LaTa liegt in der höheren Massenbelegung und dem dadurch bedingten größeren Energieverlust. Damit werden die Ionenpulse deutlich verzögert, was bei der Flugzeitmessung zu geringeren Fehlern führt. Der Nachteil sind mögliche Inhomogenitäten des Kohlenstoffplasmas über das Strahlprofil und ein ungleichmäßiger Plasmaverschluss. Der Vorteil des KuTa ist ein gleichmäßig zulaufender Hohlraum und ein sehr homogenes Plasma, der Nachteil ein hoher Strahlungsverlust durch die vollständig offene Hohlraumseite und ein geringerer Energieverlust aufgrund der halben Massenbelegung.

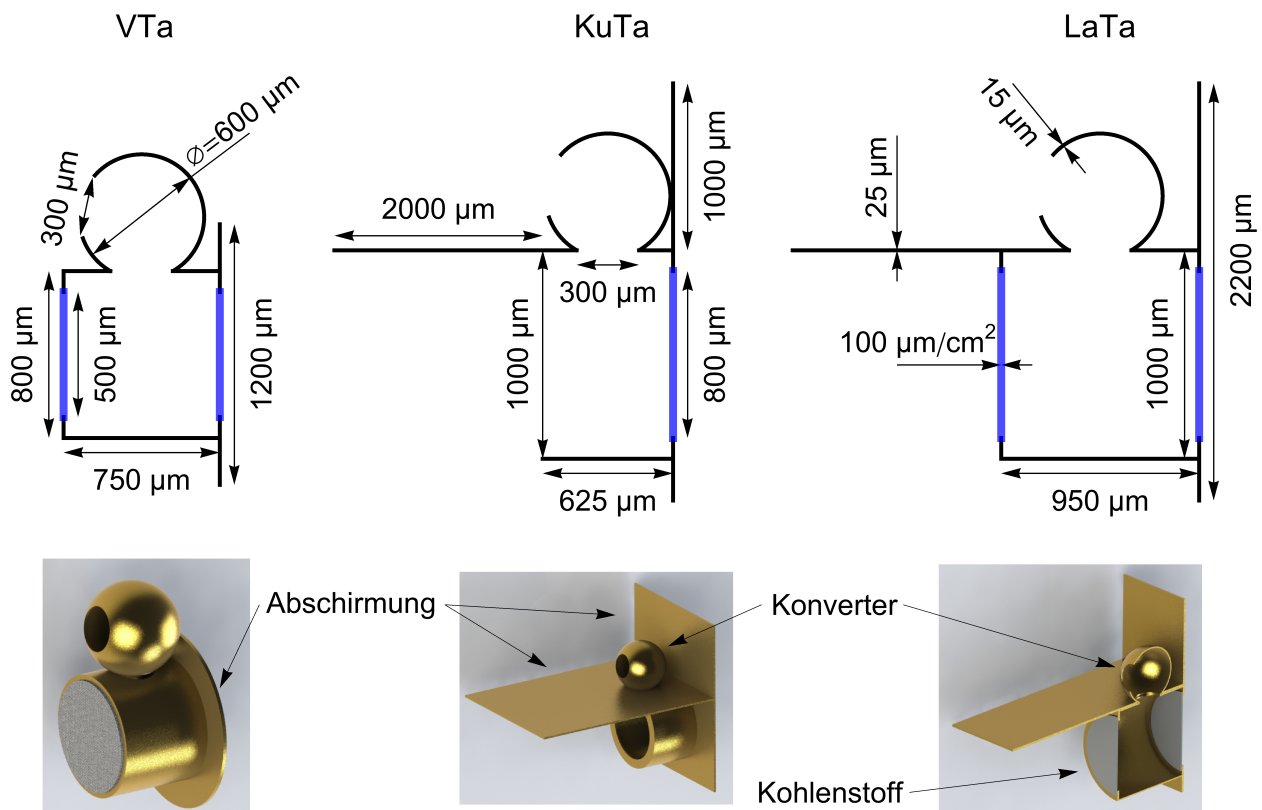


Abbildung 3.3.: Bemaßung der drei verwendeten Targets VTa, KuTa und LaTa.

In den Experimenten konnte innerhalb der Fehlergrenzen kein messbarer Unterschied zwischen beiden Hohlräumen festgestellt werden, der auf etwaige Inhomogenitäten schließen lässt. Sowohl der Plasmaverschluss als auch die relative Genauigkeit der Energieverlustmessungen sind bei beiden Targets vergleichbar. Das LaTa lieferte allerdings etwas weniger stark schwankende Ionensignale (Amplitude) und ist technisch einfacher zu bauen, weswegen in den letzten Experimenten nur noch diese Targetgeometrie verwendet wurde.

Die genauen Abmessungen der drei Hohlräume sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Der Durchmesser des Primärhohlraums ist bei allen Targets gleich und beträgt $600\text{ }\mu\text{m}$. Der Zylinderhohlraum des VTas hat einen Durchmesser von $800\text{ }\mu\text{m}$ und eine Länge von $750\text{ }\mu\text{m}$. KuTa und LaTa haben einen Durchmesser von $1000\text{ }\mu\text{m}$ und sind $625\text{ }\mu\text{m}$ beziehungsweise $950\text{ }\mu\text{m}$ lang. Das Lasereintrittsloch und das Durchgangsloch haben einen Durchmesser von je $300\text{ }\mu\text{m}$. Die Ionenstrahlöffnungen haben beim KuTa und LaTa einen Durchmesser von $800\text{ }\mu\text{m}$ und beim VTa einen Durchmesser von $500\text{ }\mu\text{m}$. Die Kohlenstoffolie hat jeweils eine Massenbelegung von $100\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$, was einer Dicke von etwa 500 nm entspricht. Zusätzlich verfügen die Targets über $25\text{ }\mu\text{m}$ dicke Abschirmungen gegen abströmendes Plasma des Primärhohlraums. Die Wandstärke der Hohlräume beträgt $15\text{ }\mu\text{m}$.

Zur experimentellen Vermessung der Hohlraumstrahlung beziehungsweise Strahlungstemperatur wurden bei einigen Targets zusätzlich Diagnostiklöcher in die Hohlraumwände eingebracht. Beim Primärhohlraum hat das Diagnostikloch einen Durchmesser von $150\text{ }\mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 3.1a), beim Sekundärhohlraum ist das Diagnostikloch ein rechteckiger Schlitz von $50 \times 350\text{ }\mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 3.6m).

Im Rahmen der theoretischen Untersuchungen wurde zusätzlich ein Target mit einem Durchmesser von $900\text{ }\mu\text{m}$ und einer Länge von $625\text{ }\mu\text{m}$ simuliert.

3.2 Targetbau

Alle verwendeten Hohlraumtargets wurden im Targetlabor der Technischen Universität Darmstadt gebaut. Hierzu wurden zunächst die Einzelkomponenten wie der kugelförmige Primärhohlraum, der zylinderförmige Sekundärhohlraum, die zwei Abschirmungen und die Kohlenstoffolien einzeln gefertigt und anschließend zu einem Target zusammengesetzt.

Die Herstellung der Hohlräume basiert auf dem Prinzip der Galvanoformung [Kanani 2009]. Hierbei wird eine Positivform des Hohlkörpers aus leitendem unedlem Metall galvanisch mit einer dünnen Goldschicht überzogen und die Positivform anschließend mit einer selektiv angreifenden Säure wieder herausgeätzt. Übrig bleibt eine freistehende Hohlstruktur aus Gold. Die Löcher in den Hohlräumen sowie die Abschirmungen und die Kohlenstoffolien werden mit einem speziellen Schneidelaser geschnitten.

Für die primären Kugelhohlräume wird als Positivform eine Stahlkugel verwendet. Die Kugel wird leitfähig an einen $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Draht geschweißt und anschließend mit $(15 \pm 3)\text{ }\mu\text{m}$ Goldschicht überzogen. Die zwei Löcher werden mit einem Winkel von 100° zueinander hinein gelasert, wobei eines der beiden Löcher exakt um den angeschweißten Draht geschnitten wird, so dass dieser wieder restlos aus der Kugel entfernt wird. Die Schnitttiefe ist so gewählt, dass sie bis auf den darunterliegenden Stahl reicht. Damit kann der Stahlkern im anschließenden Salzsäurebad (HCl) restlos herausgeätzt werden. Die einzelnen Fabrikationsschritte sind in Abbildung 3.4 gezeigt.

Für die zylinderförmigen Hohlräume wird die Positivform mit einer Mikrodrehmaschine aus einem Messingstab gefertigt. Der Rohling wird mit einer $15\text{ }\mu\text{m}$ dicken Goldschicht überzogen und anschließend mit dem Schneidelaser weiter bearbeitet. Hierbei wird der Zylinder an der

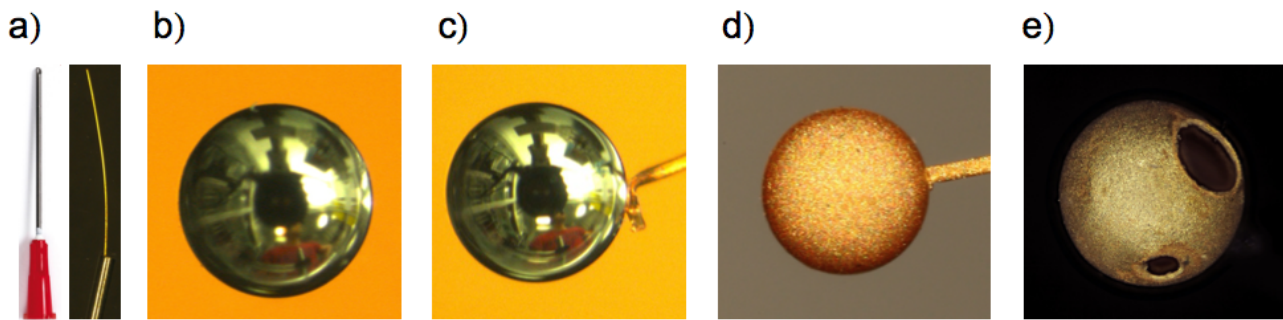


Abbildung 3.4.: Fabrikationsschritte Primärhohlraum: Eine als Positivform dienende Stahlkugel b) wird an einen leitfähigen Draht a) geschweißt c). Nach dem galvanischen Aufbringen einer Goldschicht (15 μm) d) werden die Löcher mit einem Laser geschnitten und der Stahl heraus geätzt e).

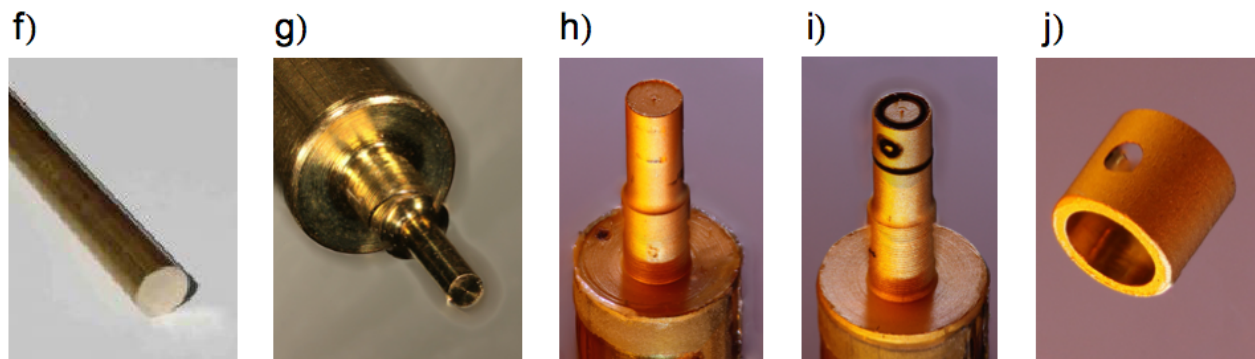


Abbildung 3.5.: Fabrikationsschritte Sekundärhohlraum: Aus einer Messingstange f) wird ein Rohling gedreht g) und galvanisch vergoldet h). Alle Öffnungen sowie die Hohlraumlänge werden lasergeschnitten i). Am Ende wird das Messing heraus geätzt j).

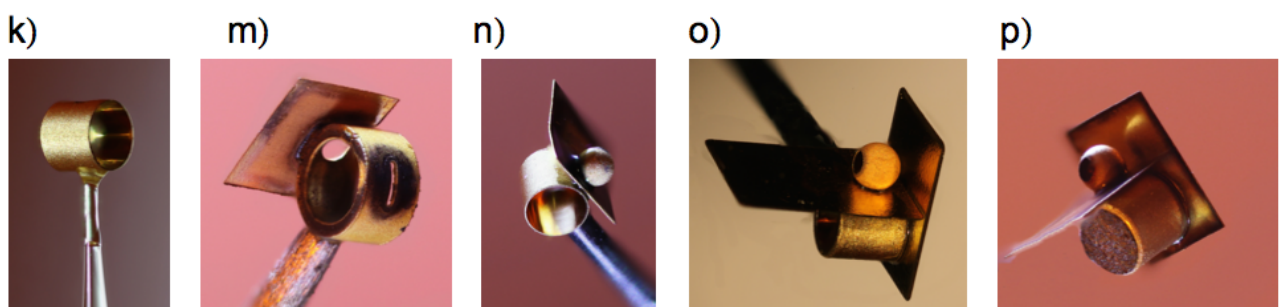


Abbildung 3.6.: Fabrikationsschritte Targetzusammensetzung: Zunächst wird der Sekundärhohlraum auf eine Nadel geklebt k). Dann wird die Topabschirmung passgenau auf das Durchgangsloch gesetzt m) und der Primärhohlraum in der richtigen Orientierung aufgeklebt n). Schließlich werden die Frontabschirmung o) und die Kohlenstofffolien aufgeklebt p).

entsprechenden Länge ab- und die zwei Löcher ausgeschnitten. Schließlich wird das Messing mit Salpetersäure (HNO_3) herausgeätzt. Die einzelnen Fabrikationsschritte sind in Abbildung 3.5 gezeigt.

Die zwei Abschirmungen und der Kohlenstoff werden direkt mit dem Laser aus entsprechenden Folien ausgeschnitten. Für die Abschirmungen wird eine $(25 \pm 2) \mu m$ dicke Goldfolie verwendet und für den Kohlenstoff eine ca. 500 nm dicke Kohlenstofffolie mit einer Massenbeladung von $(100 \pm 5) \mu g/cm^2$.

Die Einzelteile werden nun unter dem Mikroskop mit Hilfe von Vakuumpinzetten und einem Mikropositioniersystem zusammengesetzt. Als Klebstoff wird ein spezieller UV-härtender Kleber verwendet. Abbildung 3.6 zeigt die Zusammensetzung des vollständigen Targets. Alle Targets wurden mit einer Genauigkeit von $\pm 5 \mu m$ gefertigt. Die Zeit, um solch ein Target zu produzieren, beträgt in etwa 8 – 10 Personenstunden. Pro Strahlzeit werden ca. 45 – 65 Targets benötigt.

3.3 Der Primärhohlraum

Für die optimale Konfiguration des Primärhohlraums muss ein Kompromiss zwischen zwei komplementären Bedingungen gefunden werden. Zum einen muss der Hohlraum ausreichend groß sein, so dass der Plasmaverschluss des Lasereintrittsloches erst erfolgt, wenn der Laser seine gesamte Energie im Hohlraum deponiert hat, das Laserlicht also nicht frühzeitig am einströmenden überkritischen Plasma reflektiert wird. Zum anderen sollte er so klein wie möglich sein, um eine hohe Strahlungstemperatur zu erreichen und möglichst kleine Öffnungen haben, um die Strahlungsverluste zu minimieren. Für die bestmögliche Konversionseffizienz von Laserlicht in Röntgenstrahlung muss die Hohlraumgeometrie präzise an die Laserparameter wie Wellenlänge, Pulslänge und Fokusbereich angepasst sein. In den Vorgängerarbeiten sowie in der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Kugeldurchmesser und Lochgrößen experimentell und in Simulationen untersucht. Für die gegebenen Randbedingungen hat sich der $600 \mu m$ Hohlraum als optimal erwiesen und die theoretisch vorhergesagten Strahlungstemperaturen (vgl. Kapitel 1.3.3) konnten sowohl experimentell als auch in Simulationen bestätigt werden. Im Folgenden werden daher nur die Parameter und Eigenschaften des finalen Primärhohlraums diskutiert.

3.3.1 Simulation des Primärhohlraums

Die Simulation eines sphärischen Hohlraums mit zwei Öffnungen ist ein komplexes dreidimensionales Problem. Für die 2D-Simulation wird die Hohlkugel auf einen unendlich langen Zylinder mit gleichem Radius reduziert. Die größte Herausforderung ist hierbei die richtige Skalierung der Laserenergie. Eine ausführliche theoretische Diskussion über die physikalisch äquivalente 2D-Beschreibung einer 3D-Kugel und wie dies numerisch im RALEF-2D Code realisiert wurde, findet sich in [Basko 2012].

Die verwendete Simulationsgeometrie ist in Abbildung 3.7a gezeigt. Es wurden die gleichen Maße wie für den im Experiment realisierten Hohlraum verwendet. Aus numerischen Gründen kann für die Anfangskonfiguration kein perfektes Vakuum im Inneren des Hohlraums angenommen werden, weswegen dieser mit einem sehr dünnen Goldgas der Dichte $\rho = 1 \cdot 10^{-5} g/cm^3$ gefüllt ist. Senkrecht zur Richtung des Laserstrahles ist ein $150 \mu m$ durchmessendes Diagnostikloch eingebracht. Durch dieses Loch wird die emittierte Strahlung auf zwei virtuellen Detektoren spektral aufgelöst gemessen. Der 90° -Detektor zeichnet das integrierte Spektrum auf seiner Sichtlinie zur gegenüberliegenden Hohlraumwand, der 45° -Detektor das integrierte Spektrum mit Sicht auf das primäre Laserplasma auf.

In der Simulation wird der Hohlraum mit einem 1 ns langem (FWHM) Laserpuls mit einer Wellenlänge von 527 nm und einer Energie von 150 J geheizt. Das zeitliche Pulsprofil des Lasers wird mit einem trapezförmigen Puls, wie in Abbildung 3.7b gezeigt, genähert. Als transversales Strahlprofil wird eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit einer Halbwertsbreite von 100 μm und ein paralleler Strahl ohne räumliche Divergenz angenommen. Letztere Näherung ist aufgrund der langen Brennweite der im Experiment verwendeten Linse von 4 m, was einer Rayleigh Länge von etwa 350 mm entspricht, gerechtfertigt.

In Abbildung 3.8 sind die Simulationsergebnisse gezeigt. In Abbildung 3.8a ist für fünf verschiedene Zeitschritte eine überlagerte Darstellung der im Hohlraum deponierten Laserleistung und der Elektronendichte des von den Wänden abströmenden Goldplasmas zu sehen. In Abbildung 3.8b sind die zugehörige Verteilung der Strahlungstemperatur und in Abbildung 3.8c die von den zwei virtuellen Detektoren aufgezeichneten Hohlraumspektren gezeigt.

Die Laserleistung wird anfangs in der Hohlraumwand ($t = 0,3 \text{ ns}$) und später im erzeugtem Goldplasma absorbiert. Die freie Elektronendichte des expandierenden Plasmas variiert während der ersten 1,2 ns in denen der Laser heizt, zwischen $n_e = 10^{19}$ und 10^{21} cm^{-3} (vgl. Abbildung 3.8a). Die kritische Dichte des Heizlasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 527 \text{ nm}$ liegt bei $n_c = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, was bedeutet, dass der Laser während der gesamten Heizphase ein unterkritisches Plasma sieht und somit seine Energie vollständig im Hohlraum deponieren kann ohne zurück reflektiert zu werden. Nach Ende des Laserpulses strömt das Goldplasma weiter in den Hohlraum und kollidiert schließlich in der Mitte. Dies führt zu einer Dichte- und Temperaturerhöhung wie bei $t = 3 \text{ ns}$ erkennbar. Außerdem brennt nun an der Stelle, wo der Laser das Primärplasma gezündet hat, bereits die Hohlraumrückwand durch und Goldplasma strömt aus dem Hohlraum aus.

Sobald der Laser auf die Goldwand trifft, zündet er dort ein heißes Plasma mit Strahlungstemperaturen von über $T_r = 200 \text{ eV}$ (vgl. Abbildung 3.8b). Nach einigen hundert Pikosekunden thermalisiert sich der Hohlraum und es bildet sich ein homogenes thermisches Strahlungsfeld mit einer Temperatur von $T_r = 100$ bis 150 eV aus. Im zeitlichen Verlauf wandert der heißeste Punkt (Hotspot) von der Hohlraumwand in die Hohlraummitte. Dies liegt am abströmenden Pri-

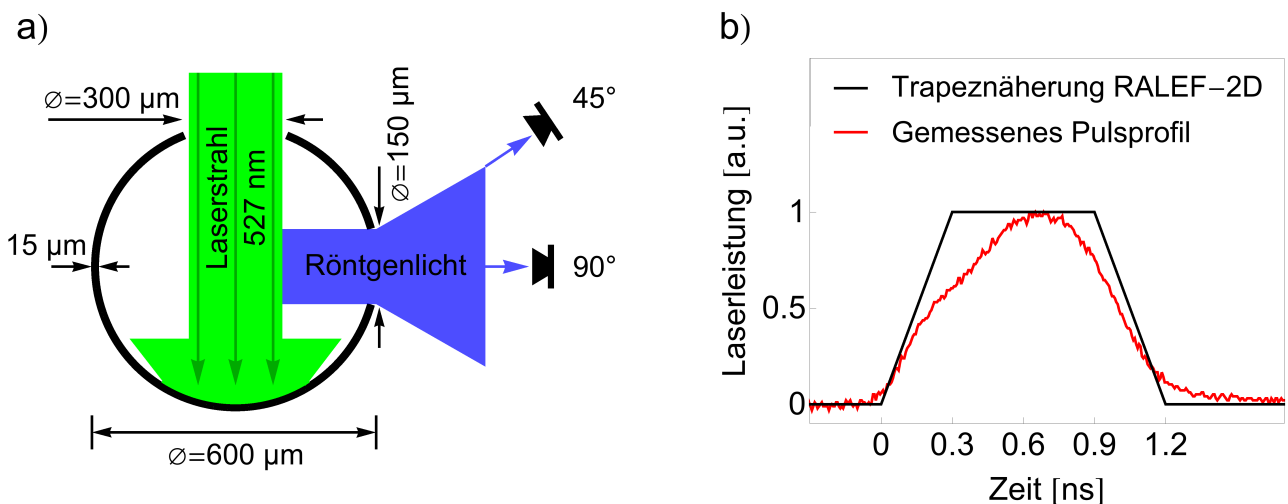
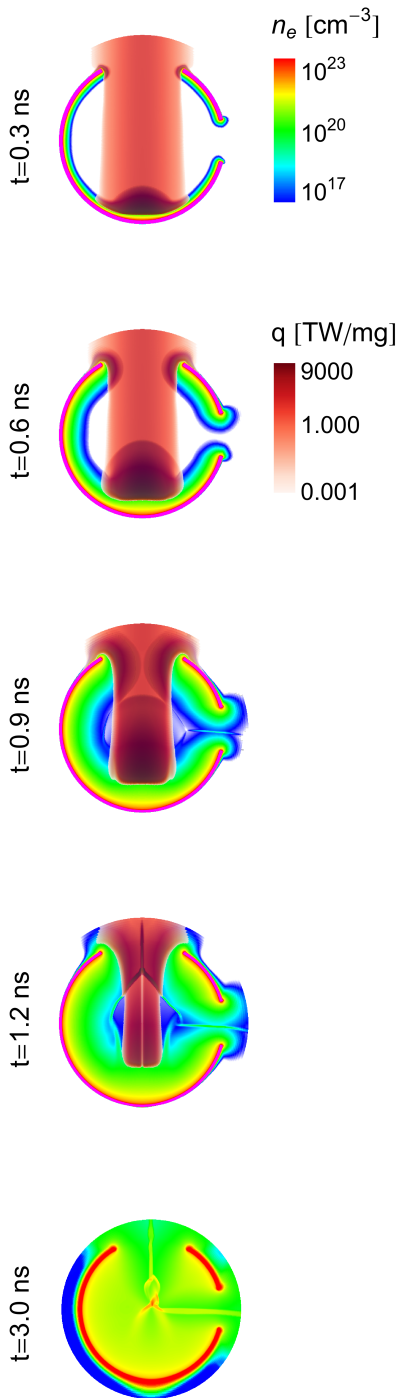
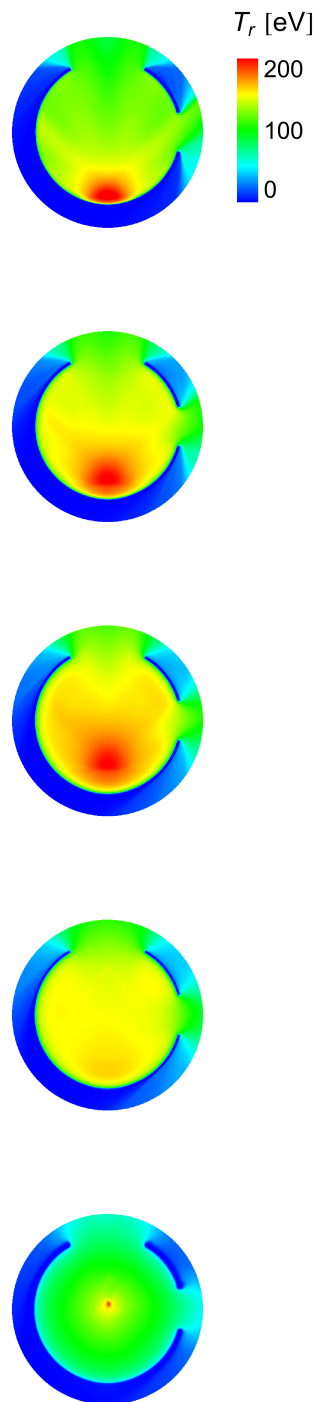


Abbildung 3.7.: a) Simulationsgeometrie. b) Der zeitliche Verlauf des Laserpulses wird mit einem trapezförmigen Puls genähert.

a) Elektronendichte +
deponierte Laserleistung



b) Strahlungstemperatur



c) Hohlraumspektren

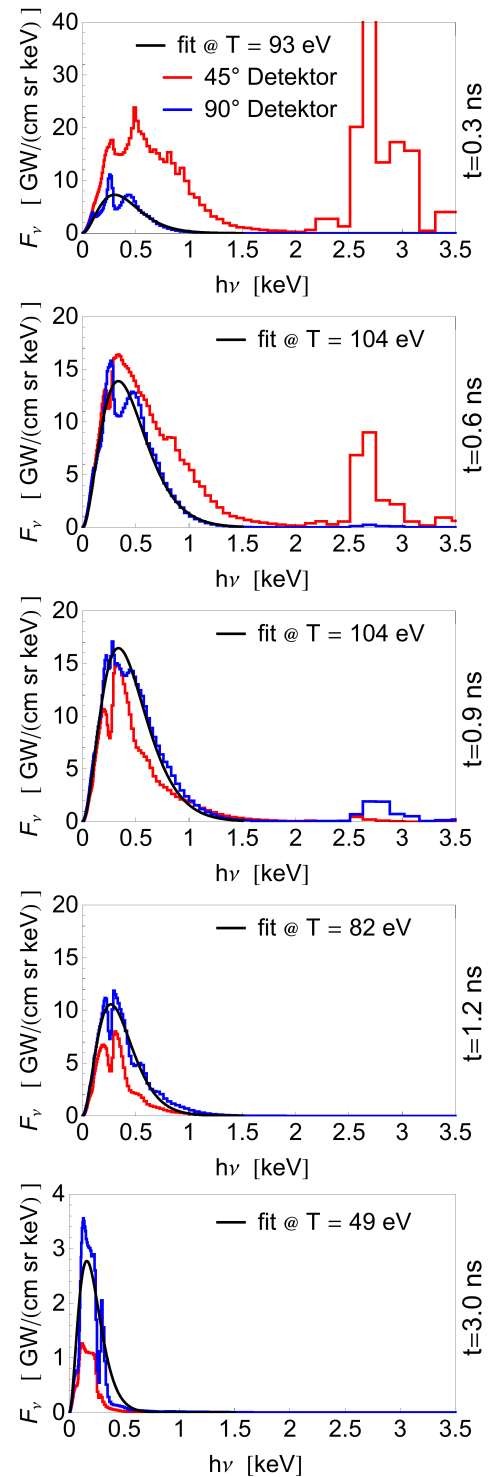


Abbildung 3.8.: Simulationsergebnisse für den Primärhohlraum. a) Das einströmende Plasma der Hohlraumwände bleibt im Lasereintrittskanal so lange unterkritisch bis der Laser seine gesamte Energie im Hohlraum deponiert hat. b) Der Hotspot des Primärplasmas wandert in die Hohlraummitte. Kurz nach Ende des Laserpulses thermalisiert sich das Strahlungsfeld und wird homogen. c) Das emittierte Spektrum zeigt einen thermischen und einen liniendominierten Anteil.

märplasma, welches die kritische Dichte und damit den Absorptionspunkt des Lasers verschiebt. Sobald der Laserpuls zu Ende ist ($t = 1,2 \text{ ns}$), stellt sich im Hohlraum eine räumlich homogene Strahlungsverteilung ein.

Wie in Abbildung 3.8c zu erkennen sieht der 45° -Detektor mit direkter Sichtlinie auf das Primärplasma eine Überlagerung aus einem thermisch verteilten Spektrum ($0 - 2 \text{ keV}$) und einem liniendominiertem Spektrum aus der Plasmakorona ($2 - 4 \text{ keV}$). Die hochenergetische Röntgenstrahlung ist hauptsächlich auf starke Emissionslinien im heißen Goldplasma zwischen $2,5 - 2,7 \text{ keV}$ zurückzuführen (vgl. Abbildung 3.2b und [Celliers 1990; Eidmann 1986]). Gemittelt über die gesamte Zeit und den vollständigen Raumwinkel ist der Anteil der Linienstrahlung im Vergleich zur thermischen Strahlung allerdings vergleichsweise gering. Eine Integration über die Frequenz (thermischer und liniendominierter Anteil getrennt), den gesamten Raumwinkel und die Zeit ergibt, dass über 90% der Strahlungsleistung als thermische Strahlung emittiert wird. Für diese Rechnung wurden in der Simulation weitere virtuelle Detektoren im Abstand von 10° zwischen 0 und 180° platziert und das Spektrum für jede Frequenz zwischen den Winkeln interpoliert.

Die Bewegung des Hotspots ist auch in den Hohlraumspektren gut zu erkennen. Anfangs bei $t = 0,3 \text{ ns}$ und $t = 0,6 \text{ ns}$ sieht der 45° -Detektor einen hohen Anteil an Linienstrahlung. Dieser Anteil hochenergetischer Strahlung geht im zeitlichen Verlauf immer weiter zurück, bis er ab $t = 0,9 \text{ ns}$ vernachlässigbar gering ist. Dafür detektiert der 90° -Detektor nun einen Anstieg im Bereich der hochenergetischen Strahlung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Primärplasma beziehungsweise die heiße Korona mittlerweile in die Sichtachse des Detektors geströmt ist. Mit Ende des Laserpulses verschwindet die Linienstrahlung der Korona vollständig aus den Spektren.

Die mittlere Strahlungstemperatur im Hohlraum wird aus der Simulation auf zwei Weisen bestimmt. Einerseits durch einen Planckfit an den thermischen Teil des emittierten Spektrums und andererseits durch Mittelung über die simulierten Strahlungstemperaturwerte in der Mitte des Hohlraums. Abbildung 3.9a zeigt den zeitlichen Verlauf der Strahlungstemperatur im Hohlraum. Die Temperatur steigt zunächst kurz nach dem Maximum des Laserpulses auf bis zu 136 eV (RALEF-2D) beziehungsweise 104 eV (Planckfit) an. Nach Ende des Laserpulses stellt sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Material- und der Strahlungstemperatur ein und der Hohlraum kühlt langsam ab. Allerdings kommt es aufgrund der hydrodynamischen Bewegung der Hohlraumwände und der damit verbundenen Kollision und Verdichtung des abströmenden Materials zu einem Nachheizen des Plasmas und die Hohlraumtemperatur stabilisiert sich für mehrere Nanosekunden ($2 - 5 \text{ ns}$) bei 80 eV (RALEF2D) beziehungsweise 60 eV (Planckfit). Die Abweichung zwischen den durch Planckfits bestimmten und den im Simulationscode berechneten Strahlungstemperaturen liegt an den, wie im Theorieteil in Kapitel 1.3.2 bereits diskutierten, unterschiedlichen Berechnungsmethoden. Während mit einem Planckfit die Temperatur eines idealen Schwarzkörperstrahlers an ein nicht perfekt Plancksches Spektrum angepasst wird, berechnet der Simulationscode die Strahlungstemperatur durch Integration über die gesamte spektrale Strahlungsdichte (Gleichung 1.14), also insbesondere auch über die höherenergetische Linienstrahlung. Aus diesem Grund ist die im Simulationscode berechnete Strahlungstemperatur im Allgemeinen etwas höher als die aus dem Fit bestimmte. Die simulierten Spektren mit den Temperaturfits eignen sich allerdings besser für den Vergleich mit den experimentell gewonnenen Spektren, da die Temperaturen so im Prinzip auf die gleiche Weise bestimmt werden.

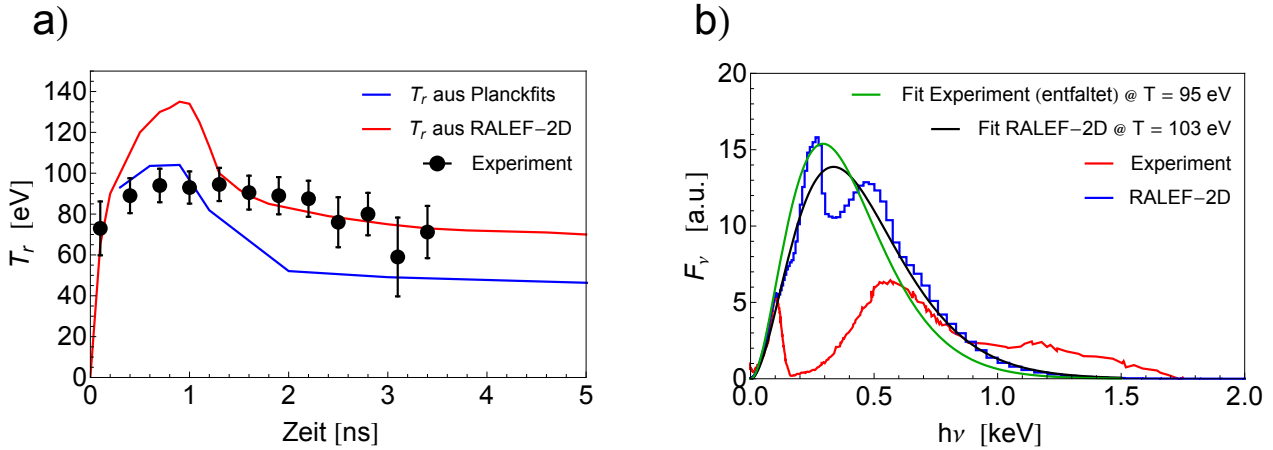


Abbildung 3.9.: a) Zeitlicher Verlauf der Strahlungstemperatur im Hohlraum. b) Simuliertes und experimentell gemessenes Spektrum. Aus dem gemessenen Spektrum muss noch die Detektorantwortfunktion herausgefaltet werden, um dann einen Planckfit am entfaltenen Spektrum durchzuführen.

3.3.2 Experimentelle Charakterisierung des Primärhohlraums

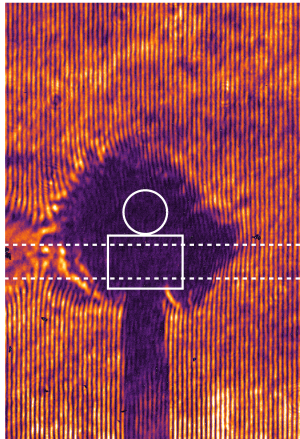
Hohlraumtemperatur

Zur experimentellen Bestimmung der Strahlungstemperatur wurde in die Primärhohlräume ein $150\ \mu\text{m}$ durchmessendes Diagnostikloch eingebracht (vgl. Abbildung 3.1a) und das emittierte Spektrum mit einem Röntgen Streak-Spektrometer spektral und zeitlich aufgelöst aufgenommen (vgl. Kapitel 2.2.3). Abbildung 3.9b zeigt ein gemessenes Spektrum zum Zeitpunkt der höchsten Strahlungstemperatur ($t \approx 1\ \text{ns}$) zusammen mit dem entsprechenden simulierten Spektrum. Hierbei ist zu beachten, dass aus den experimentellen Daten noch die Detektorantwortfunktion herausgerechnet werden muss. Eine ausführliche Beschreibung, wie dies erfolgt und welche Detektorantwortfunktion verwendet wird, findet sich in [Schumacher 2012]. Nach Entfaltung des Spektrums wird eine Planckfunktion angepasst und die Strahlungstemperatur bestimmt. Wie in Abbildung 3.9b zu sehen (grüne und schwarze Kurve) stimmen der gemessene Wert von $(98 \pm 6)\ \text{eV}$ und der simulierte mit $103\ \text{eV}$ sehr gut überein. Die Ergebnisse stimmen außerdem gut mit dem theoretisch berechneten Wert von $100\ \text{eV}$ (Gleichung 1.25) überein.

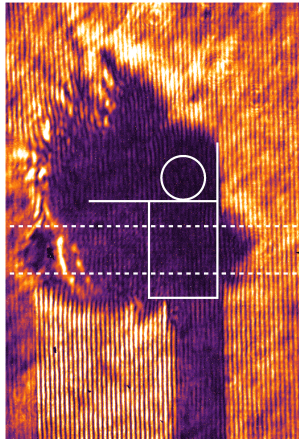
Weitere experimentelle Ergebnisse zu anderen Hohlraumgrößen und verschiedenen Laserparametern finden sich in [Heßling 2011; Heßling 2010; Kraus 2009; Schaumann 2007]. Hier finden sich unter anderem Messungen zu unterschiedlichen Laserpulslängen und Variationen in der Laserenergie und der Laserwellenlänge.

Plasmaabschirmung

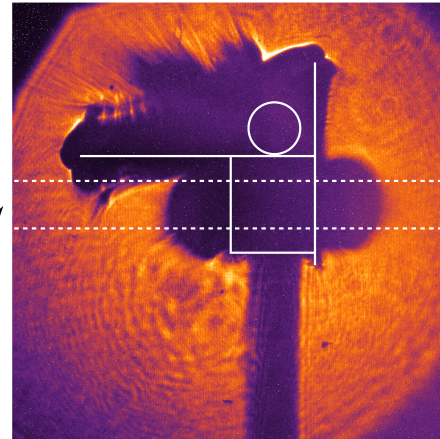
Das schnelle Durchbrennen beziehungsweise Aufheizen des Primärhohlraums führt zu einer schnellen Expansion des Goldplasmas in den freien Raum. Damit besteht aber die Möglichkeit, dass unerwünschtes Goldplasma in die Sichtachse des Ionenstrahls läuft und die eigentliche Messung verfälscht. Um die Evolution der Plasmaexpansion zu verfolgen, wurden Schattenabbildungen des Plasmas durchgeführt. Als zeitaufgelöste Diagnostik wurden hierzu die Plasmainterferometrie (vgl. Kapitel 2.2.1) und die Hochgeschwindigkeitskameras mit kurzen Belichtungszeiten (vgl. Kapitel 2.2.2) verwendet. Abbildung 3.10 zeigt exemplarisch einige

a) $t = 3.5 \text{ ns}$ 

Shot 39, Juni 2011

b) $t = 4.2 \text{ ns}$ 

Shot 4, Juli 2012

c) $t = 7 \text{ ns}$ 

Shot 29, September 2014

Abbildung 3.10.: Schattenabbildungen von Targets mit unterschiedlichen Abschirmungen zu unterschiedlichen Zeiten, wobei $t = 0 \text{ ns}$ dem Beginn des Laserpulses entspricht. a) VTa mit kleiner Abschirmung b) LaTa (1.Gen.) mit verbesserter Abschirmung c) Neuestes LaTa Design (3.Gen.) mit optimierter Abschirmung.

Schattenabbildungen von Targets mit verschiedenen Abschirmungen. Anhand solcher Messungen wurde die Geometrie der Abschirmung kontinuierlich verbessert. Die sehr lange und dicke Abschirmung, wie sie bei der neuesten LaTa Generation verwendet wurde ($25 \mu\text{m}$ Gold statt $15 \mu\text{m}$ Kupfer und 2 mm Überstand), erlaubt es das Goldplasma des Primärhohlraums auch noch nach 7 ns vollständig aus dem Bereich des Ionenstrahls zu halten (Abbildung 3.10c).

3.4 Der Sekundärhohlraum

Die Geometrie und Größe des Sekundärhohlraums muss zwei Bedingungen erfüllen: Zum einen muss das Hohlraumvolumen klein genug sein, damit die Strahlungstemperatur zur Erzeugung eines ausreichend ionisierten ($Z_{\text{ion}} = 2 - 4$) Kohlenstoffplasmas hoch genug ist, zum anderen muss er ausreichend groß sein, so dass abströmendes Goldplasma der Hohlraumwände nicht frühzeitig in den Bereich des Ionenstrahlkanals strömt und die Messung stört.

Vorab durchgeführte Simulationen, in denen dünne Kohlenstofffolien ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) mit thermischer Röntgenstrahlung verschiedener Strahlungstemperaturen ($T_r = 10 - 80 \text{ eV}$) geheizt wurden, zeigen, dass zur Erzeugung eines schwach gekoppelten Plasmas mit einem Ionisationsgrad von 2 bis 3 Strahlungstemperaturen zwischen 15 und 45 eV nötig sind. Ab 60 eV geht das Plasma in einen nahezu vollständig ionisierten, idealen Zustand über. Abbildung 3.11a zeigt die mit Gleichung 1.27 theoretisch berechnete Strahlungstemperatur für verschiedene Zylinderdurchmesser in Abhängigkeit von der Zylinderlänge. Wie zu erkennen ist, führt eine Änderung des Durchmessers um $100 \mu\text{m}$ zu einer Temperaturänderung von ca. 1 eV . Die Abnahme der Temperatur durch Vergrößerung des Durchmessers kann zum Teil durch eine Verkürzung der Zylinderlänge kompensiert werden. Experimentell muss die Temperatur allerdings nicht auf ein 1 eV genau über die Geometrie festgelegt werden, da die typischen Variationen der Laserenergie von 25% weitaus größere Temperaturschwankungen erzeugen. Zur Verdeutlichung dieses Zusammenhangs ist in Abbildung 3.11a die Abhängigkeit der Strahlungstemperatur von der

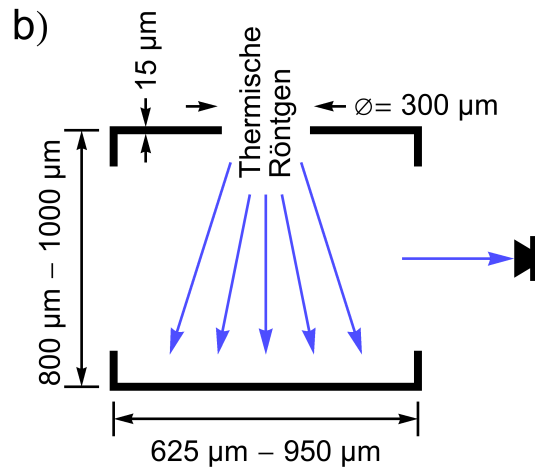
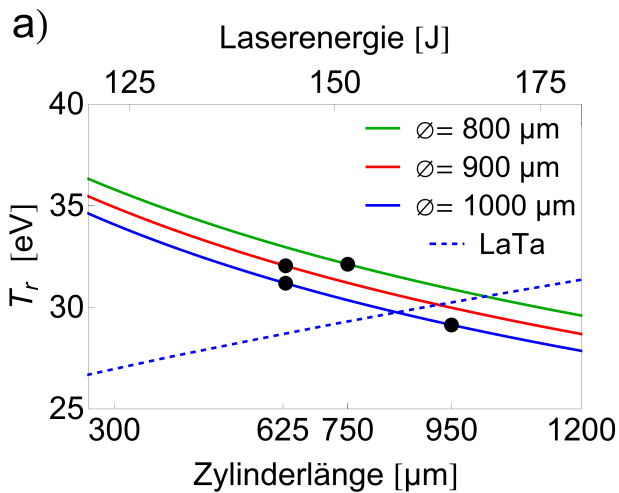


Abbildung 3.11.: a) Strahlungstemperatur im Sekundärhohlraum abhängig von Zylinderdurchmesser und Länge sowie Variation der Strahlungstemperatur in Abhängigkeit von der Laserenergie beispielhaft für ein LaTa-Target (gestrichelte Linie). Die schwarzen Punkte markieren die geometrischen Parameter der untersuchten Targets. b) Simulationsgeometrie des Sekundärhohlraums.

Laserenergie exemplarisch für ein LaTa-Target gezeigt (gestrichelte Linie). Die eingezeichneten schwarzen Punkte zeigen die geometrischen Parameter der untersuchten Hohlraumgeometrien.

Ein Ionenpuls, wie er zur Messung der Ladungsverteilung oder des Energieverlustes verwendet wird, hat eine zeitliche Länge von 3 ns (FWHM) und einen Strahldurchmesser von $500 \mu\text{m}$. Um damit eine ungestörte Vermessung des Kohlenstoffplasmas vornehmen zu können, muss im Hohlraum entlang der Zylinderachse ein Kanal von mindestens $500 \mu\text{m}$ für mindestens 5 ns frei von Goldplasma bleiben. Die optimale Zylindergröße wurde mit Simulationen bestimmt und im Experiment bestätigt. Es hat sich gezeigt, dass der Sekundärhohlraum einen Durchmesser von mindestens $1000 \mu\text{m}$ haben muss.

3.4.1 Simulation des Sekundärhohlraums

Die Simulationsgeometrie ist in Abbildung 3.11b gezeigt, wobei der Zylinderdurchmesser und die Länge entsprechend des untersuchten Targets variiert wurden. Der Hohlraum wird durch ein $300 \mu\text{m}$ durchmessendes Eintrittsloch mit einem isotrop in alle Richtung strahlenden idealen Schwarzkörperspektrum geheizt. Die Zeitabhängigkeit der Strahlungstemperatur dieses Spektrums wurde gleich dem experimentell bestimmten Verlauf, wie er in Abbildung 3.9a gezeigt ist, angenommen. Die Annahme einer isotropen Strahlungsquelle ist idealisiert, denn in Wirklichkeit trägt, wie bereits beim Primärhohlraum diskutiert, neben der thermischen Strahlung auch die hochenergetische Strahlung aus der Korona des Primärplasmas zur Heizung bei. Das aus dem Hohlraum emittierte Spektrum wird mit einem virtuellen Detektor auf der Zylinderachse detektiert. Aus numerischen Gründen ist der Hohlraum wiederum mit einem sehr dünnen Goldgas ($\rho = 1 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$) gefüllt.

Abbildung 3.12a zeigt das einströmende Goldplasma (freie Elektronendichte) für verschiedene Hohlraumdurchmesser zum Zeitpunkt $t = 5 \text{ ns}$, also dem Zeitpunkt zu dem der Ionenstrahlkanal ($500 \mu\text{m}$) gerade noch goldfrei sein soll. Der sprunghafte Übergang zu Elektronendichten $n_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ markiert die maximale Ausdehnung des Plasmas und den Übergang zum Bereich des dünnen Hintergrundgas. Die Hohlraumwand expandiert mit einer mittleren Geschwindigkeit von $60 \mu\text{m/ns}$. Würde sich zusätzlich ein Kohlenstoffplasma im Hohlraum befinden, würde die Expansion durch den Gegendruck etwas verlangsamt werden. Wie zu erkennen ist, muss der Hohlraum mindestens einen Durchmesser von $1000 \mu\text{m}$ haben, damit der innere Bereich auch nach 5 ns noch frei von Goldplasma ist. Insbesondere bei dem in den Vorgängerexperimenten verwendeten $800 \mu\text{m}$ durchmessenden VTa wird der Ionenstrahl bereits nach 3 ns vom einströmenden Goldplasma gestört.

Durch die thermische Hohlraumstrahlung wird der Sekundärhohlraum homogen geheizt, wie in Abbildung 3.12b gut zu erkennen ist. Insbesondere der Bereich der Hohlraumöffnungen, wo später die Kohlenstofffolien aufgebracht werden, ist sehr gleichmäßig ausgeleuchtet. Abbildung 3.12c zeigt den zeitlichen Verlauf der Strahlungstemperatur für verschiedene Hohlraumgeometrien. Die Temperatur erreicht ihr Maximum von $T_r = 32 \text{ eV}$ bei $t \approx 2 \text{ ns}$. Anschließend

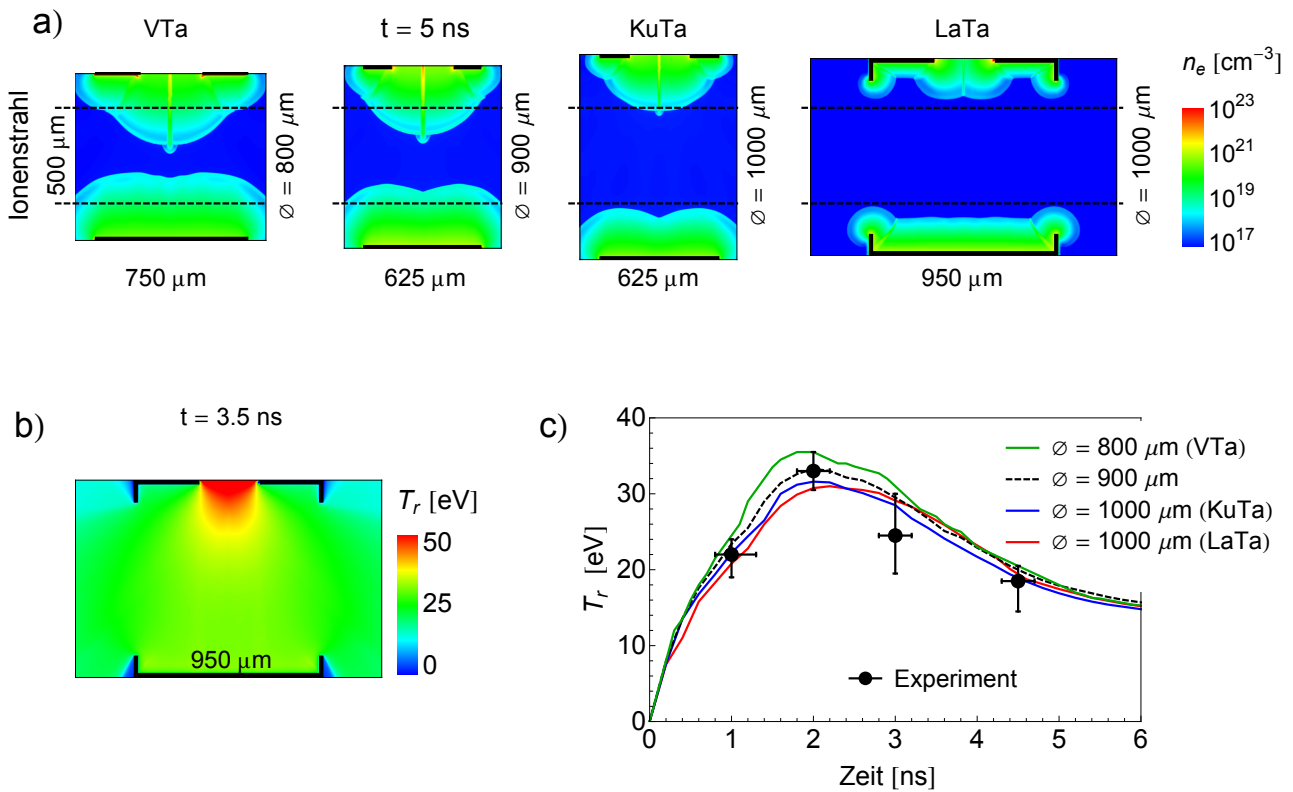


Abbildung 3.12.: a) Simulierte Verteilung der freien Elektronendichte für verschiedene Hohlraumgeometrien zum Zeitpunkt $t = 5 \text{ ns}$. Für Zylinderdurchmesser kleiner $1000 \mu\text{m}$ ist das Goldplasma bereits in den $500 \mu\text{m}$ durchmessenden Bereich des Ionenstrahls vorgedrungen. b) Die Verteilung des Strahlungsfeldes im LaTa-Hohlraum ist sehr homogen und die Hohlraumöffnungen, wo später die Kohlenstofffolien angebracht werden, sind gleichmäßig ausgeleuchtet. c) Simulierter Temperaturverlauf für verschiedene Hohlraumgeometrien und die experimentell bestimmten Temperaturen.

kühlt der Hohlraum allmählich ab, wobei die Temperatur aber über den gesamten Zeitraum von 5 ns größer als 15 eV bleibt. Mit Ausnahme der maximalen Temperatur zeigen die unterschiedlichen Hohlräume einen vergleichbaren Temperaturverlauf.

3.4.2 Experimentelle Charakterisierung des Sekundärhohlraums

Die Strahlungstemperatur im Sekundärhohlraum wurde mit der gleichen Methode wie beim Primärhohlraum mit einem Röntgen Streak-Spektrometer gemessen (vgl. Kapitel 2.2.3). In den Zylinderhohlraum wurde dazu ein schlitzförmiges Diagnostikloch eingebracht (vgl. Abbildung 3.6m). Experimentell wurde eine maximale Temperatur von $T_r = (33 \pm 5)$ eV gemessen. Die experimentell bestimmten Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie (33 eV) und den Simulationen, wie in Abbildung 3.12c zu sehen. Weitere Details zu den Strahlungstemperaturmessungen finden sich in [Schumacher 2012; Schumacher 2015].

Der Plasmaverschluss des Sekundärhohlraums ist experimentell auf zwei Weisen untersucht worden. Zum einen wurde eine Flugzeitmessung mit dem Ionenstrahl durchgeführt und die erste Verzögerung der Ionenpulse beziehungsweise deren völliges Ausbleiben als Störung durch das einströmende Gold interpretiert. Zum anderen wurden mit der Interferometrie (vgl. Kapitel 2.2.1) zeitaufgelöste Schattenabbildungen durch den Hohlraumzylinder gemacht.

Abbildung 3.13a zeigt die Ergebnisse der Flugzeitmessung der Ionen, die durch einen mit voller Laserenergie geheizten leeren Hohlraum geschossen wurden. In Übereinstimmung mit den Simulationen wird das Ionensignal beim 800 μm durchmessenden VTa-Target bereits nach 2 ns signifikant gestört, während beim größeren LaTa-Target eine Störung erst nach 6 ns zu beobachten ist.

Die Messungen mittels Schattenabbildungen haben sich als nur bedingt brauchbar erwiesen, da aufgrund der starken Dichtegradienten am Rand des einströmenden Plasmas das Licht sehr unkontrolliert aus der Apertur gebeugt wird. Im Wesentlichen bestätigen sie jedoch die Ionenstrahlungsmessungen. In Abbildung 3.13b sind exemplarisch zwei Schattenabbildungen eines Schusses gezeigt. Kurz nach Beginn der Heizphase bei $t = 0,6$ ns ist der Zylinder noch frei von Plasma, 2 ns später wird das Licht bereits stark gestört. Bei Aufnahmen zu noch späteren Zeitpunkten ist die Zylinderöffnung völlig opak, was bedeutet, dass sie entweder mit Plasma verschlossen ist oder das Licht aufgrund der starken Brechung aus der Apertur gebeugt wurde und nicht mehr auf die Kameras abgebildet wird. Eine ausführliche Diskussion über das Herausbeugen des Interferometriestrahls aufgrund von steilen Plasmadichtegradienten findet sich in [Börner 2010; Börner 2012].

3.5 Das Kohlenstoffplasma im Sekundärhohlraum

Um den gemessenen Energieverlust mit verschiedenen Theorien vergleichen zu können, müssen die genauen Parameter des Kohlenstoffplasmas entlang der Flugachse des Ionenstrahls bekannt sein. Zur theoretischen Berechnung des Energieverlustes werden, neben der Projektilenergie und dessen Ladungszustand die Elektronendichte, die Plasmatemperatur und der mittlere Ionisationsgrad des Plasmas benötigt.

Die Bestimmung dieser Parameter in einem submillimeter großen, dichten Plasma ist experimentell sehr kompliziert. Insbesondere die Plasmaparameter im Inneren des Hohlraums sind mit den gängigen Plasmadiagnostiken kaum zugänglich. Die üblichen spektroskopischen Methoden [Hutchinson 2002] zur Bestimmung der Plasmatemperatur und des Ionisationsgrades können nicht eingesetzt werden, da die Linienstrahlung des Kohlenstoffs von der wesentlich intensiveren thermischen Heizstrahlung aus dem Hohlraum überstrahlt wird. Die Plasmainterferometrie

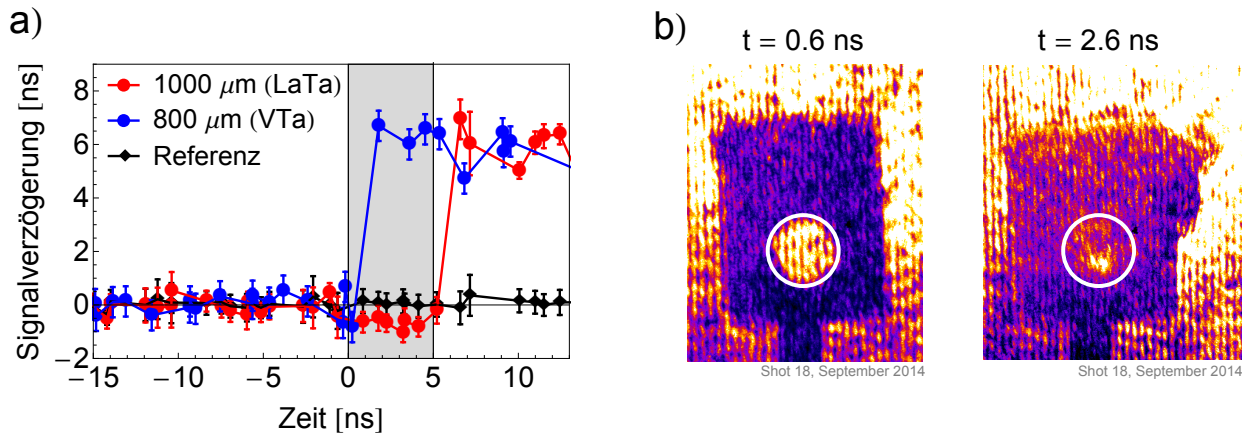


Abbildung 3.13.: a) Messung des Plasmaverschlusses mit dem Ionenstrahl für 800 µm durchmessende VTa-Targets und für 1000 µm durchmessende LaTa-Targets. b) Schattenabbildung/Interferogramm des Plasmaverschlusses in einem LaTa-Target zu zwei Zeitpunkten.

beziehungsweise Schattenabbildung ist aufgrund der steilen Dichtegradienten nur bedingt einsetzbar und kann nur Dichteverteilungen des weit abgeströmten und ausreichend verdünnten Plasmas vermessen. Außerdem kann mit der Interferometrie aufgrund der opaken Goldwand keinerlei Aussage über die Dichteverteilung im Inneren des Hohlraums gemacht werden. Radiographische Untersuchungen mit Röntgenstrahlung [Landen 2001; Marshall 2009] oder Protonen [Hogan 1999; Li 2009, 2013] wären eine Möglichkeit die Plasmaparameter im Inneren des Hohlraums zu erschließen, allerdings standen diese Diagnostiken aufgrund fehlender technischer Anlagen im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

Aus diesen Gründen wurden ausführliche Simulationen des Kohlenstoffplasmas im Hohlraum zur Bestimmung der Plasmaparameter durchgeführt. Die Simulationsergebnisse wurden so optimiert, dass sie die experimentellen Messungen im zugänglich Außenbereich, also den messbaren Bereich des ausgeströmten Plasmas, gut wiedergeben. Aus dieser Übereinstimmung wurde auf die Richtigkeit der Gesamtsimulation und damit auf eine korrekte Modellierung der Plasmagrößen im Hohlraum geschlossen.

3.5.1 Simulation des Kohlenstoffplasmas

Die Simulationsgeometrie für den Hohlraum mit Kohlenstofffolien ist eine Erweiterung der Simulationsgeometrie für den leeren Hohlraum (vgl. Abbildung 3.11a). Als Hintergrundgas zur Füllung des Vakuums wurde hier statt dem Goldgas ein dünnes Kohlenstoffgas ($\rho = 1 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$) verwendet. Außerdem wurden eine beziehungsweise zwei dünne Kohlenstofffolien an den Zylinderöffnungen angebracht. Aus numerischen Gründen sind die im Experiment verwendeten Kohlenstofffolien mit einer Anfangsdichte von $1,8 \text{ g/cm}^3$ und einer Dicke von 500 nm in der Simulation mit einer doppelt so dicken Folie halber Dichte modelliert worden. Damit hat der Kohlenstoff in beiden Fällen die gleiche Massenbelegung ($100 \mu\text{g/cm}^2$), kann aber numerisch in mehrere Zellen zerlegt werden.

In Abbildung 3.14a ist die räumliche Verteilung der Elektronendichte, der Plasmatemperatur und des Ionisationsgrades für zwei verschiedene Zeitpunkte ($t = 2,5 \text{ ns}$ und $t = 4,5 \text{ ns}$) im Hohlraum gezeigt. Wie zu erkennen ist, expandiert das Plasma gleichmäßig entlang der Io-

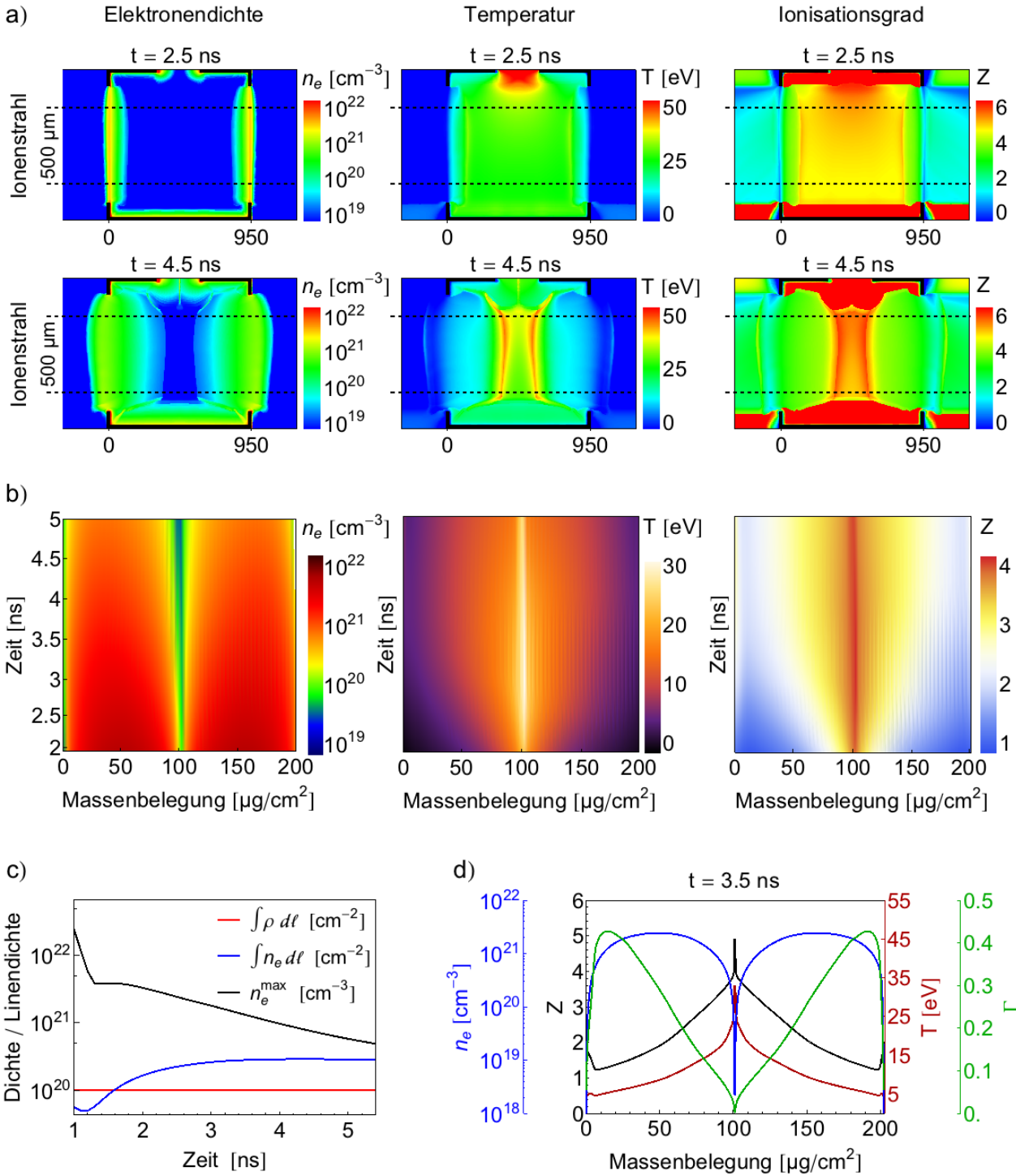


Abbildung 3.14.: Ergebnisse der RALEF-2D Simulationen für das LaTa-Target: a) 2D Simulation der Elektronendichte, Temperatur und des Ionisationsgrades für die Zeiten $t = 2,5 \text{ ns}$ und $t = 4,5 \text{ ns}$. b) Zeitliche Entwicklung der Plasmagrößen aufgetragen über die Massenbelegung. c) Zeitlicher Verlauf der Massen- und Elektronenliniendichte sowie der maximalen Elektronendichte. d) Die Plasmamaparameter und der Plasma-Kopplungsparameter Γ zum Zeitpunkt $t = 3,5 \text{ ns}$ entlang der Ionenstrahlachse.

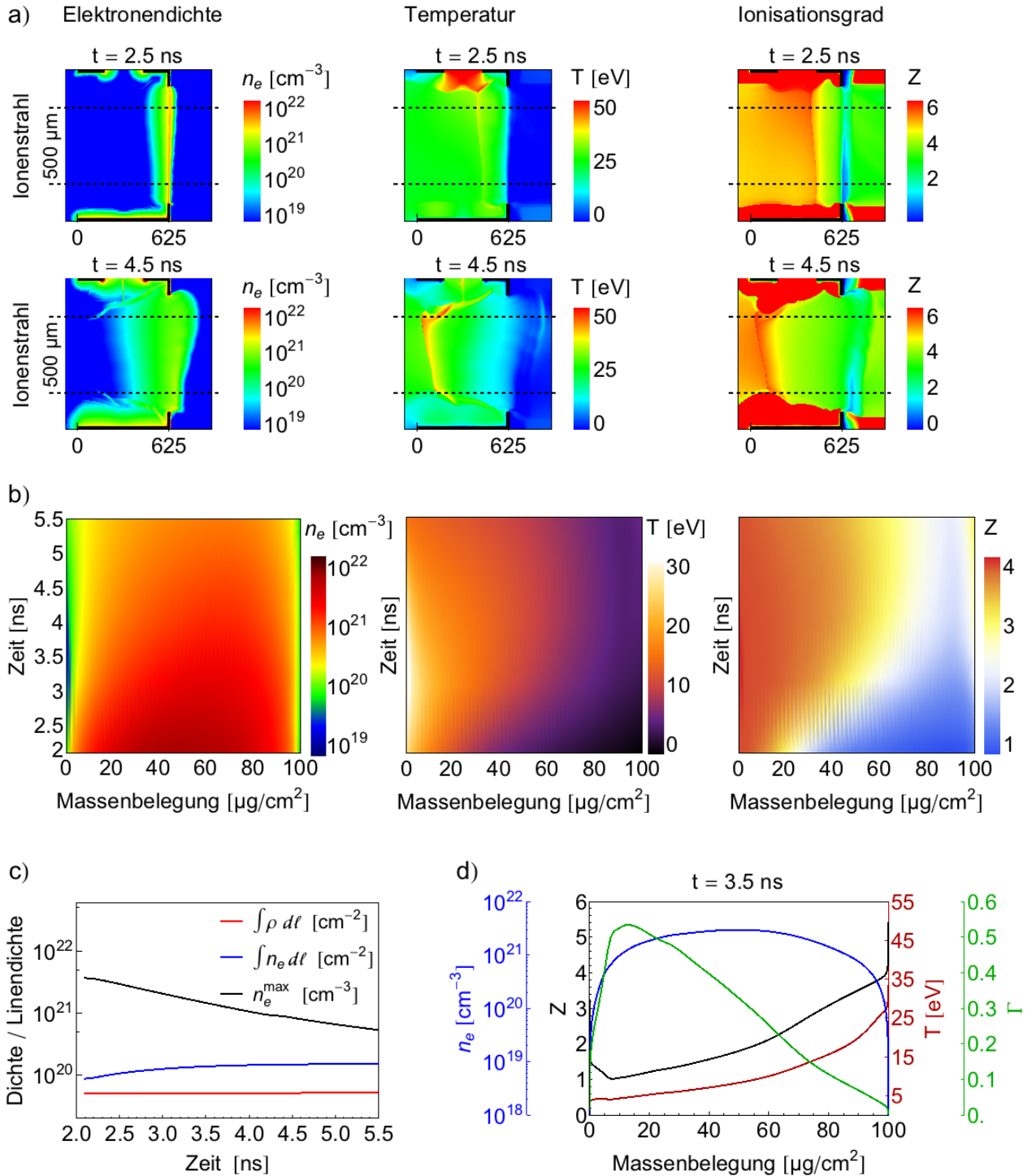


Abbildung 3.15.: Ergebnisse der RALEF-2D Simulationen für das KuTa-Target: a) 2D Simulation der Elektronendichte, Temperatur und des Ionisationsgrades für die Zeiten $t = 2,5 \text{ ns}$ und $t = 4,5 \text{ ns}$. b) Zeitliche Entwicklung der Plasmagrößen aufgetragen über die Massenbelegung. c) Zeitlicher Verlauf der Massen- und Elektronenliniendichte sowie der maximalen Elektronendichte. d) Die Plasmagrößen und der Plasma-Kopplungsparameter Γ zum Zeitpunkt $t = 3,5 \text{ ns}$ entlang der Ionenstrahlachse.

nenachse. Die Variationen der Größen senkrecht zum Ionenstrahl sind sehr gering ($< 5\%$), so dass jedes Ion, welches innerhalb der Ionenstrahlapertur durch das Plasma fliegt, mit einem nahezu gleichen Plasmazustand wechselwirkt. Dies ist von besonderer Wichtigkeit, da sämtliche Ionen am Ende auf einen Detektor fokussiert werden und so der gemittelte Energieverlust über die gesamte Wechselwirkungsfläche gemessen wird. Inhomogene Dichteverteilungen oder Filamentierungen quer zum Ionenstrahl, wie sie beispielsweise bei direkter Laserheizung auftreten, können zu einer starken Verfälschung der Messergebnisse führen (vgl. hierzu [Roth 1997; Frank 2010; Frank 2012]). Durch das volumetrische Heizen der Kohlenstoffolie bildet sich keine heiße Korona und das expandierende Plasma weist sehr steile Dichtegradienten auf. Die hohen Temperaturen und Ionisationsgrade in der Mitte des Hohlraums, wo sich eigentlich noch kein Kohlenstoffplasma befinden sollte, sind numerisch durch das starke Aufheizen des dünnen Hintergrundgases begründet. Für den Ionenstrahl spielt dieser Bereich sehr geringer Dichte nur eine untergeordnete Rolle, da dort die Massenbelegung und somit die Anzahl der Plasmateilchen, mit denen der Ionenstrahl wechselwirkt, gering ist.

Um dies zu verdeutlichen ist es sinnvoll die Plasmaparameter über die Massenbelegung und nicht über den Ort darzustellen. Abbildung 3.14b zeigt den zeitlichen Verlauf der Plasmagrößen in der Mitte des Hohlraums auf der Ionenstrahlachse über die Massenbelegung aufgetragen. Wie deutlich zu erkennen, befindet sich der größte Teil des Plasmas ($> 80\%$) über den gesamten Zeitraum in einem Zustand mit konstanten Plasmaparametern. Nur wenige $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ in der Mitte zwischen den zwei Plasmen zeigen eine auffallende Abweichung. Die freie Elektronendichte verbleibt über den gesamten Zeitraum von 5 ns in einem dichten Zustand von über $n_e = 10^{21}\text{ cm}^{-3}$. Die maximale Elektronendichte von $n_e^{\text{max}} = 5 \cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$ erreicht das Plasma bei $t = 1,6 - 2\text{ ns}$. Der zeitliche Verlauf der maximalen Elektronendichte ist in Abbildung 3.14c gezeigt (schwarze Linie). Aus numerischen Gründen hat die kalte Kohlenstoffolie zu Beginn der Simulation eine Anfangsionisation von $Z_{\text{ion}} = 4$, was nicht den realen Bedingungen in einem Festkörper entspricht. Die Ergebnisse sind daher erst ab $t > 1,6\text{ ns}$ physikalisch sinnvoll und deswegen in den Abbildungen erst ab $t > 2\text{ ns}$ gezeigt. Der unphysikalische Sprung bedingt durch den anfangs zu hoch angenommenen Ionisationsgrad ist im Verlauf der maximalen Elektronendichte in Abbildung 3.14c zu erkennen.

Durch Integration der Massendichte n_i beziehungsweise Elektronendichte n_e über die gesamten Ionentrajektorie ℓ berechnet sich die Massenliniendichte $n_{i\ell} = \int n_i d\ell$ beziehungsweise Elektronenliniendichte $n_{e\ell} = \int n_e d\ell$. Der zeitliche Verlauf beider ist in Abbildung 3.14c gezeigt. Die Massenliniendichte $n_{i\ell}$ bleibt während der gesamten Zeit konstant, was bedeutet, dass nahezu keine Plasmateilchen in transversaler Richtung verloren gehen. Die Elektronenliniendichte steigt, aufgrund der allmählichen Ionisierung der Plasmaionen, erwartungsgemäß etwas an. Sie variiert geringfügig zwischen $2 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-2}$ bei $t = 2\text{ ns}$ und $5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-2}$ bei $t = 5\text{ ns}$. Im zeitlichen Mittel liegt sie bei $4 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-2}$.

Zu späteren Zeiten $t > 6\text{ ns}$ stoßen die beiden expandierenden Plasmen in der Mitte aufeinander, was physikalisch zu einer starken Dichte- und Temperaturerhöhung führt. Der Simulationscode kann diesen Zusammenstoß und das Mischen der beiden Plasmen allerdings nicht korrekt abbilden, weswegen die Rechnungen an diesem Punkt abgebrochen wurden. Für die hier durchgeführten Betrachtungen spielt dies allerdings keine Rolle, da dieser Fall bereits außerhalb des interessanten Zeitfensters von 5 ns liegt.

Abbildung 3.14d zeigt exemplarisch die Plasmaparameter zum Zeitpunkt $t = 3,5\text{ ns}$ in der Mitte des Hohlraums entlang der Ionenstrahlachse. Während die Elektronendichte über die gesamte Massenverteilung konstant über 10^{21} cm^{-3} liegt, variiert die Temperatur zwischen

$T = 5$ und 20 eV und der mittlere Ionisationsgrad zwischen $Z_{ion} = 1,5$ und $3,5$. Der nach Gleichung 1.5 berechnete Kopplungsparameter liegt zwischen $\Gamma = 0,1$ und $0,4$. Insbesondere die äußeren, kalten, dichten Bereiche der expandierenden Folie sind stärker gekoppelt als die weiter innen liegenden heißen. Insgesamt befinden sich über 80% der Plasmateilchen in einem schwach gekoppelten Zustand.

Abbildung 3.15 zeigt die Simulationsergebnisse für das KuTa-Target. Sie zeigen im Wesentlichen ähnliche Resultate, wobei das Problem der kollidierenden Plasmen im Hohlrauminneren nicht besteht. Mit dem KuTa-Target können der Simulation folgend etwas dichtere ($n_e^{max} = 8 \cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$) und stärker gekoppelte Plasmen ($\Gamma = 0,1 - 0,5$) erzeugt werden.

3.5.2 Experimentelle Charakterisierung des Kohlenstoffplasmas

Das Kohlenstoffplasma wurde experimentell mit einer zeitaufgelösten Plasmainterferometrie (vgl. Kapitel 2.2.1) charakterisiert. Solange das ausströmende Plasma eine Elektronendichte größer als 10^{20} cm^{-3} beziehungsweise Gradienten steiler als $2,5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}/\mu\text{m}$ aufweist, erscheint das Plasma im Interferogramm als opaker Schattenwurf ohne Ausbildung gekrümmter Linien, wie sie zur Auswertung nötig sind. Bei den verwendeten Hohlräumen war das Plasma erst nach ca. 5 ns ausreichend weit expandiert und ausgedünnt, um eine Elektronendichte bestimmen zu können. Abbildung 3.16a zeigt ein Interferometriebild zum Zeitpunkt $t = 5,4\text{ ns}$ mit der auströmenden, opaken Plasmawolke und dem auswertbaren Bereich ab einem Abstand von $300\text{ }\mu\text{m}$. Die berechnete Elektronendichte ist in Abbildung 3.16b zu sehen. Die gemessenen Werte stimmen gut mit dem simulierten Dichteprofil überein.

Der Schattenwurf in den Interferogrammen kann zur näherungsweisen Bestimmung einer Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas verwendet werden, indem, wie in Abbildung 3.17a angedeutet, der Ort des äußersten Randes des Plasmaschattens gegen die Zeit aufgetragen wird. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Abbildung 3.17b gezeigt. Die simulierte Expansion entspricht hierbei der Bewegung der Plasmafront mit einer Elektronendichte von

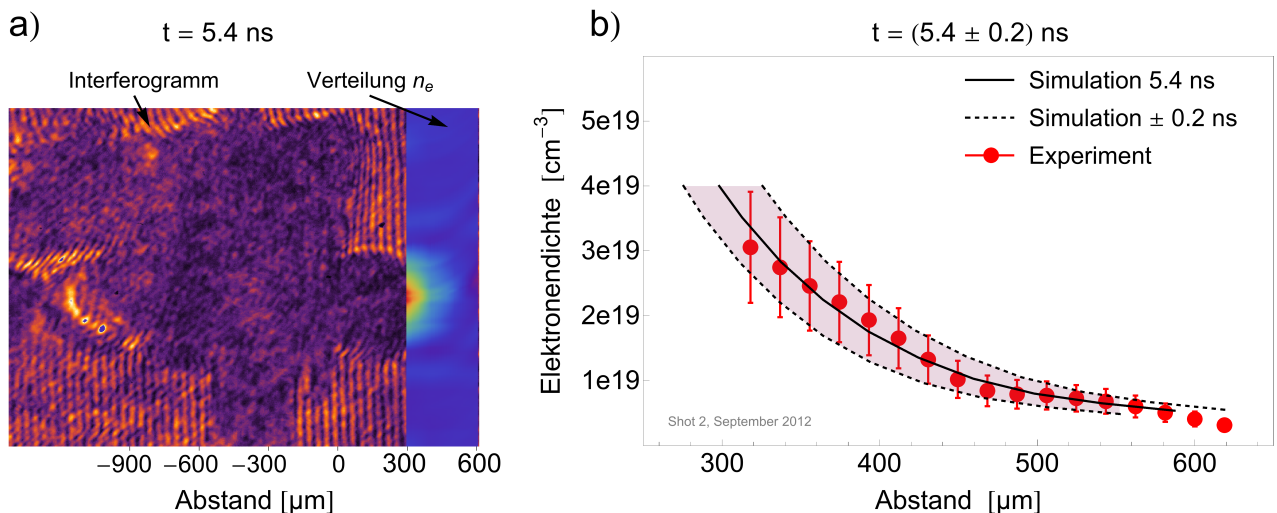


Abbildung 3.16.: a) Interferogramm zum Zeitpunkt $t = 5,4\text{ ns}$. Eine Auswertung der Elektronendichte ist nur im äußeren Bereich des weit abgeströmten Plasmas möglich. b) Die experimentell bestimmte Elektronendichte stimmt gut mit dem simulierten Dichteprofil überein.

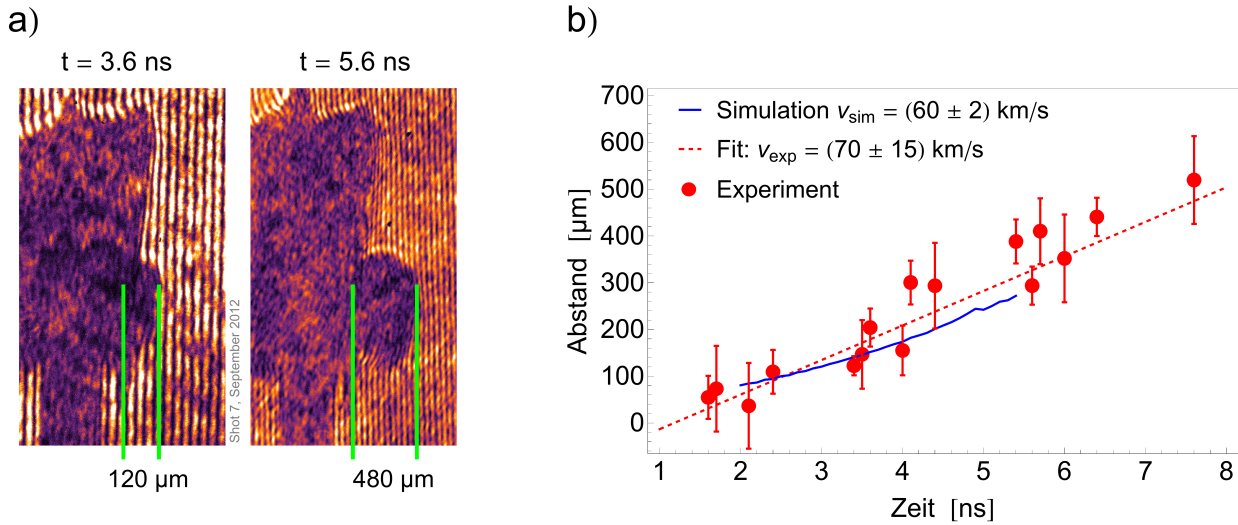


Abbildung 3.17.: a) Schattenbilder zu verschiedenen Zeiten der Expansion. b) Experimentelle und simulierte Expansionsgeschwindigkeit.

$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ein linearer Fit an die experimentellen Daten ergibt eine Expansionsgeschwindigkeit von $v_{\text{exp}} = (70 \pm 15) \text{ km/s}$, was in guter Übereinstimmung mit der simulierten Geschwindigkeit von $v_{\text{sim}} = (60 \pm 2) \text{ km/s}$ steht.

3.6 Zusammenfassung Targetentwicklung

In diesem Kapitel wurde ein neuartiges Doppelhohlraumtarget zur Erzeugung eines dichten, teilionisierten, nicht idealen und schwach gekoppelten Kohlenstoffplasmas vorgestellt ($n_e = 1 \cdot 10^{21} - 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $Z_{\text{ion}} = 1,5 - 3,5$, $\Lambda \approx 1$, $0,1 < \Gamma < 0,5$).

Das Target wurde mit 2D-Hydrosimulationen ausführlich untersucht und experimentell charakterisiert, wobei die experimentellen Ergebnisse eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationen aufweisen. Die Targets sind speziell an die Anforderungen kombinierter Laser-Ionenstrahlexperimente am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung angepasst. Insbesondere ist der Hohlraum so konzipiert, dass der Ionenstrahl bei der Energieverlustmessung über ein Zeitfenster von 5 ns nicht durch abströmendes Goldplasma gestört wird.

Damit steht nun ein Target zur Verfügung, um in den bisher experimentell nicht erschlossenen Parameterbereich der Wechselwirkung von schweren Ionen mit schwach gekoppelten Plasmen vorzudringen.

Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [Ortner 2015b,d] publiziert.

4 Simulationensergebnisse: Parameterstudie zur Umladung im Plasma

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse einer simulierten Parameterstudie zur Untersuchung des Einflusses von Temperatur und Dichte des Plasmas auf die Umladungsprozesse und den Projektilladungszustand vorgestellt.

Mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wird ein bisher unbekannter Parameterbereich der Ionen-Plasma Wechselwirkung erschlossen. In den meisten bisher durchgeführten Experimenten [Couillaud 1994; Roth 2000; Frank 2013] wurde der Energieverlust und die Ladungsverteilung in einem vollionisierten, idealen Plasma moderater Dichte untersucht und theoretisch erklärt. Für diese Arbeit ist das Plasma wesentlich dichter und kälter und daher nur teilionisiert und leicht gekoppelt.

Um den Einfluss der Plasmaparameter auf das Ionenstoppen und die Umladungsprozesse besser zu verstehen und mit den bereits gewonnenen experimentellen Daten aus [Frank 2010, 2013] in heißen Plasmen direkt vergleichen zu können, wurde eine Studie über einen großen Bereich von Plasmaparametern durchgeführt.

Der Projektilladungszustand geht typischerweise quadratisch (Bethe-Bloch-Ansatz) in den Energieverlust ein, weswegen dieser für die Berechnung des Energieverlustes genau bekannt sein muss. Die theoretische Berechnung des Projektilladungszustands und der Vergleich mit experimentellen Messungen erlaubt es, Rückschlüsse auf die atomphysikalischen Umladungsprozesse zu ziehen und die Wechselwirkung besser zu verstehen.

Fliegt ein Projektilion durch das Plasma, kann es ionisiert oder angeregt werden sowie Elektronen einfangen oder aus einem angeregten Zustand zerfallen. Der mittlere Projektilladungszustand des Ionenstrahls ergibt sich aus dem dynamischen Gleichgewicht aller möglichen Wechselwirkungsprozesse und hängt von den Plasma- (Temperatur T , Ionendichte n_i , Plasmaionisationsgrad Z_{ion}) und Ionenstrahlparametern (Geschwindigkeit v_p , Projektilladungszustand Z_p , Bindungsenergien) ab.

Die hier vorgestellten Simulationen wurden alle mit dem FRALMONTE-Code (vgl. Kapitel A.1.4) durchgeführt.

4.1 Der Parameterraum

Die theoretische Studie deckt einen weiten Parameterbereich angefangen von teilionisierten, gekoppelten bis hin zu heißen, idealen Plasmen ab. Die Ionendichte variiert zwischen 10^{18} und 10^{23} cm^{-3} und die Plasmatemperatur ($T := T_i = T_e$) von 10 bis 200 eV. Bei dem untersuchten Plasma handelt es sich um ein Kohlenstoffplasma und bei den kalten Vergleichsmedien um einen Kohlenstofffestkörper beziehungsweise ein neutrales Kohlenstoffgas. Als Projektile werden hochionisierte Calciumionen mit einer Energie von 3,5 und 4 MeV/u verwendet. Hierbei befindet sich das Ion am Anfang im Grundzustand $1s^2$ beziehungsweise $1s^2 2s^1$. Im $1s^2$ Zustand handelt es sich damit um ein Ca^{18+} Ion mit zwei fest gebundenen Elektronen in der K-Schale

(Bindungsenergie $E_K^I = 4000 \text{ eV}$ [Cardona 2014]) und beim $1s^2 2s^1$ Zustand um ein Ca^{17+} Ion mit einem zehnfach schwächer gebundenem Ion in der L-Schale ($E_L^I = 438 \text{ eV}$ [Fuggle 1980]).

Jeder im folgenden untersuchte Plasmazustand, durch den das Projektil probagiert, hat eine konstante Massenbelegung von $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Gesamtmassenbelegung wurde so gewählt, dass die Ionisations- und Rekombinationsprozesse für alle Plasmaparameter ein Gleichgewicht erreichen, sich also ein konstanter Gleichgewichtsladungszustand des Projektils einstellt. Für die Simulation wurde das Plasma in 2000 Zellen mit je einer Massenbelegung von $0,1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zerlegt.

Die untersuchten Größen (Raten, Projektilladungszustand und Energieverlust) werden jeweils in zweidimensionalen Dichteplots mit der Temperatur auf der horizontalen und der Ionendichte

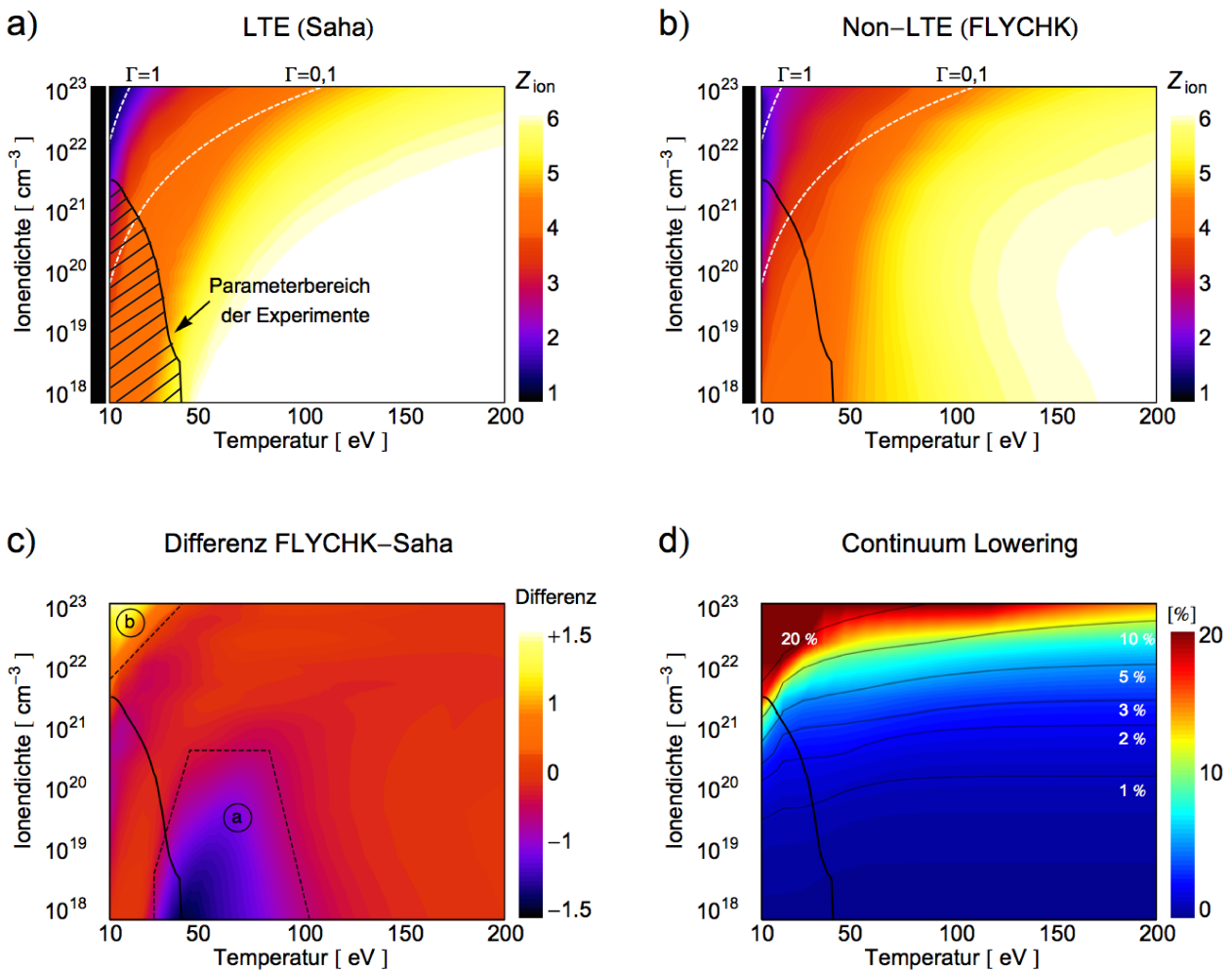


Abbildung 4.1.: Übersicht über den untersuchten Parameterraum. Die schraffierte Fläche unter der schwarzen Kurve entspricht dem für die hier untersuchten Experimente relevanten Bereich. a) Verteilung des Plasmaionisationsgrades unter LTE Annahme nach dem Saha-Modell. b) Verteilung des Plasmaionisationsgrades nach der Non-LTE Rechnung mit dem FLYCHK-Code. c) Differenzbild, was die Abweichungen der beiden Modelle zeigt. d) Prozentuale Erniedrigung der Ionisationsenergien bei hohen Dichten (Continuum Lowering).

auf der vertikalen Achse dargestellt, wie in Abbildung 4.1a zu sehen. Der farbkodierte Balken an der linken Seite ist die Referenz für kalte Materie und zeigt die entsprechenden Ergebnisse für ein elektrisch neutrales Gas gleicher Dichte (Kohlenstoffgas bei Raumtemperatur). Der Farbbalken an der rechten Seite ist die Legende. Der Bereich unterhalb der schwarzen Kurve entspricht dem Parameterbereich, wie er in den Hohlraumtargets dieser Arbeit erzeugt wird. Die weiß gestrichelten Linien markieren den Kopplungsparameter (Gleichung 1.5) für $\Gamma = 0,1$ und $\Gamma = 1$. Wie zu sehen, ist der größte Bereich des untersuchten Plasmas mit $\Gamma < 0,1$ ein ideales Plasma.

Der Plasmaionisationsgrad wird in dieser Simulation mit der Saha-Gleichung (vgl. Gleichung 1.3), also unter Annahme eines LTE-Gleichgewichts berechnet. Die Verteilung des mittleren Plasmaionisationsgrades Z_{ion} über den Parameterraum ist in Abbildung 4.1a gezeigt. Der Plasmaionisationsgrad erhöht sich mit steigender Temperatur und sinkt bei hohen Dichten etwas ab. Ab einer Temperatur von $T > 50$ eV geht das Plasma in einen vollionisierten Zustand über. Das Plateau mit $Z_{ion} = 4$ zwischen 10 und 50 eV und der abrupte Sprung auf $Z_{ion} = 6$ ist auf die hohe Bindungsenergie der letzten zwei Elektronen aus der K-Schale zurückzuführen, die erst mit einer höheren thermischen Energie der Plasmateilchen ionisiert werden können. Der gestufte Verlauf des Plasmaionisationsgrades ist deutlicher im Lineout in Abbildung 4.2 zu sehen.

Die LTE Rechnung mit der Saha-Gleichung ist numerisch einfach im Simulationscode zu implementieren, weicht aber zum Teil etwas von der Non-LTE Beschreibungen ab. Abbildung 4.1b zeigt die Ergebnisse einer Non-LTE Rechnung mit dem FLYCHK-Code (vgl. Kapitel A.1.2) und Abbildung 4.1c, zur besseren Verdeutlichung der Abweichungen, die Differenz beider Rechnungen (FLYCHK minus Saha). Wie zu erkennen, überschätzt das Saha-Model den mittleren Plasmaionisationsgrad bei geringen Dichten von 10^{18} und 10^{20} cm^{-3} im Bereich der Ionisationskante aus der K-Schale ① um etwa 1 Einheit. Im Bereich des kalten dichten Plasmas nahe dem Festkörperzustand ② sagt das Saha-Model einen um circa eine Einheit zu geringen Plasmaionisationsgrad voraus. Aufgrund der geringen Abweichungen, insbesondere im Bereich der für die in dieser Arbeit untersuchten Experimente relevant ist, wurde auf eine Implementierung eines Non-LTE Codes verzichtet und alles unter LTE-Annahme mit der Saha-Gleichung gerechnet.

Eine weitere Idealisierung in der Simulation ist die Vernachlässigung der Erniedrigung der Ionisationspotentiale in Plasmen hoher Dichten und niedriger Temperaturen, die zu einer Erhöhung der Ionisationsraten führen kann. Details zu diesem Effekt, dem sogenannte Continuum Lowering oder Ionization Potential Depression (IPD) finden sich in [Drake 2006; Atzeni 2004]. Die relative Erniedrigung der Ionisationsenergie kann mit folgender Gleichung in Abhängigkeit des Plasmaionisationsgrades Z_{ion} und der Ionendichte n_i abgeschätzt werden:

$$R_0 = \frac{a_0}{Z_{ion}} \left(\frac{4\pi n_i}{3} \right)^{1/3} \quad (4.1)$$

$a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$ ist hierbei der Bohrradius. Die prozentuale Erniedrigung der Ionisationsenergie ist in Abbildung 4.1d über den gesamten Parameterraum aufgetragen. Wie zu erkennen ist, werden die Ionisationsenergien im größten Teil des Parameterbereichs um weniger als 5% überschätzt. Erst im Bereich sehr dichter und kalter Plasmen liegen die Abweichungen über 20%. In diesem Bereich, der den Übergang zu stark gekoppeltem Plasma beziehungsweise warmer dichter Materie (WDM) entspricht, sollte den Vorhersagen des FRALMONTE Codes nicht mehr vertraut werden.

Die Parameterstudie wurde trotzdem für den gesamten Bereich durchgeführt, da sich damit, auch bei Fehlern der absoluten Werten qualitative Aussagen über den Übergang des Plasmas in den WDM Bereich machen lassen.

Der FRALMONTE Code bestimmt zunächst sämtliche Wirkungsquerschnitte ($[\sigma] = \text{cm}^2$) für jeden relevanten Umladungsprozess und rechnet diese anschließend für die Verwendung im Monte-Carlo Ansatz in Wahrscheinlichkeiten um. Alle hier vorgestellten Ergebnisse werden in den oft gebräuchlichen Einheiten von Volumenraten $[R] = \text{cm}^3/\text{s}$ dargestellt. Diese berechnen sich direkt aus den Wirkungsquerschnitten und der Projektilgeschwindigkeit $R = \sigma v_p$. Die Raten sind zur übersichtlicheren Darstellung alle auf $[R] = \alpha \cdot \text{cm}^3/\text{s}$ mit $\alpha = 3 \cdot 10^{-11}$ normiert.

4.2 Plasmaeffekte auf die Ionisation

Die Ionisation der Projektilionen erfolgt hauptsächlich durch Stöße mit den Targetionen beziehungsweise deren Potential. Bei der Stoßionisation werden die Elektronen auf tieferen Schalen mit höheren Bindungsenergien schwerer ionisiert als Elektronen auf den äußeren Schalen. In einem Plasma ändert sich das Potential der Targetionen in Abhängigkeit der Plasmaparameter. Je nach Anzahl der gebundenen Elektronen und Dichte der freien Elektronen sieht das Projektil ein unterschiedlich stark geschirmtes Targetpotential, was die Ionisationsquerschnitte ändert.

Abhängigkeit der direkten Ionisationsraten von der Temperatur

Die Abschirmung des Targetions durch gebundene Elektronen wird verringert je mehr Elektronen ionisiert werden. Das heißt, das Projektilion sieht mit steigendem Plasmaionisationsgrad, was hauptsächlich durch eine steigende Temperatur bedingt ist, ein stärkeres Wechselwirkungspotential. Dies führt zu einer größeren Störung der im Projektil gebundenen Elektronen beziehungsweise ermöglicht einen höheren Energieübertrag an diese, womit die Wahrscheinlichkeit für eine Ionisierung steigt. Abbildung 4.2 zeigt die Ionisationsraten für verschiedene Anregungsniveaus in Abhängigkeit von der Temperatur für eine feste Plasmadichte von 10^{21} cm^{-3} . Da die Ionisationsraten in den äußeren Schalen um Größenordnungen größer sind, wurden sie zur besseren Vergleichbarkeit alle auf die entsprechende Ionisationsrate in kalter Materie normiert. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf des Plasmaionisationsgrades mit dem Ionisationsplateau der K-Schale zwischen 20 und 50 eV. Die Ionisationsraten folgen im Wesentlichen dem Verlauf des Plasmaionisationsgrades und steigen für höhere Temperaturen an. Für die inneren Schalen 1s, 2s und 2p ist dieser Anstieg sehr gering ($< 5\%$), wohingegen sich die Ionisationsraten in den äußeren Schalen 3s, 3p, 3d im heißen Plasma mehr als verdoppeln ($\approx 250\%$).

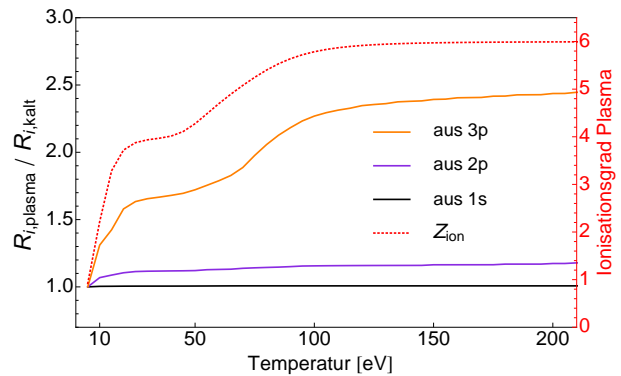


Abbildung 4.2.: Abhängigkeit der Ionisationsraten von der Temperatur für verschiedene atomare Anregungsniveaus und eine Plasmadichte von 10^{21} cm^{-3} . Die Raten sind auf die Werte in kaltem Gas gleicher Dichte normiert.

Abhängigkeit der direkten Ionisationsraten von der Dichte

Neben der Abschirmung durch gebundene Elektronen wird das Target im Plasma zusätzlich durch die freien Elektronen abgeschirmt. Je höher die Elektronendichte, desto stärker wird das Targetion abgeschirmt und desto weiter sinkt die Ionisationsrate. Dieser Zusammenhang ergibt sich direkt aus dem Debye-Model (vgl. Gleichung 1.6). Die Debye-Länge $\lambda_D \propto \sqrt{T_e/n_e}$ als Maß für die Abschirmlänge verringert sich mit steigender Dichte. Abbildung 4.3a und Abbildung 4.3d zeigen die direkten Ionisationsraten eines K-Schalen-Elektrons aus dem $1s^2$ beziehungsweise eines L-Schale-Elektrons aus dem $1s^2 2s^1$ Zustand. Für beide sinkt die Ionisationsrate mit der Dichte ab. Es fällt auf, dass die zuvor diskutierte Temperaturabhängigkeit in dieser Darstellung kaum mehr zu erkennen und im Vergleich zur Dichteabhängigkeit sehr klein ist. In absoluten Zahlen ist die Rate ein Ion aus der K-Schale zu ionisieren (Abbildung 4.3a) um mehr als eine Größenordnung geringer als die Ionisierung eines leicht gebundenen Ions aus der L-Schale (Abbildung 4.3b). Im Festkörper beziehungsweise kalten Gas (Farbbalken links) sind die direkten Ionisationsraten aufgrund der gleichbleibenden Abschirmung durch die sechs gebundenen Elektronen unabhängig von der Dichte.

Mehrstufenionisation und Dichteeffekt im Plasma

Ein Projektilion, das durch das Plasma probagiert und mit einem Targetion stößt, wird nicht zwangsweise direkt ionisiert. Insbesondere wenn es sich in einem Zustand mit fest gebundenen Elektronen wie dem $1s^2$ -Zustand befindet, ist die Wahrscheinlichkeit, dass es nur angeregt wird, sogar wesentlich höher. Fliegt dieses angeregte Ion nun weiter, kann es sich entweder wieder in den Grundzustand abregen oder durch einen weiteren Stoß weiter angeregt oder ionisiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass es weiter angeregt und ionisiert wird, hängt hierbei vom Verhältnis der Zeit bis zum nächsten Stoß zur Zerfallszeit ab. Ist die Zeit bis zum nächsten Stoß kürzer als die mittlere Zerfallszeit τ wird das Ion stufenweise höher angeregt und, da die Ionisationswahrscheinlichkeit in den äußeren Schalen größer ist, schneller ionisiert. Die Rate dieser sogenannten Mehrstufen- oder indirekten Ionisation hängt somit von der mittleren freien Weglänge $\lambda_{free} \propto 1/n_i$ des Projektils im Plasma ab. Mit höherer Ionendichte sinkt die freie Weglänge und die Wahrscheinlichkeit über Mehrstufenprozesse ionisiert zu werden steigt an.

Die indirekte Ionisationsrate über ein bestimmtes angeregtes Niveau k berechnet sich über die Anregungsrate in dieses Niveau multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit aus dem angeregten Niveau direkt oder indirekt ionisiert zu werden. Die Wahrscheinlichkeit aus dem angeregten Niveau ionisiert zu werden entspricht gerade dem Verhältnis der Ionisationsraten zu der Summe der Raten für alle möglichen Prozesse. Die gesamte indirekte Ionisation ist die Summe über alle möglichen mehrstufigen Ionsiationswege¹.

Die indirekten Ionisationsraten eines K-Schalen-Elektrons aus dem $1s^2$ -Zustand beziehungsweise eines L-Schale Elektrons aus dem $1s^2 2s^1$ -Zustand sind in den Abbildung 4.3b und Abbildung 4.3e gezeigt. Wie zu erkennen ist, steigt die indirekte Ionisationsrate aus dem $1s^2$ -Zustand über den gesamten Dichtebereich um mehr als 300% an. Interessanterweise ist die Stärke des Dichteeffekts nicht allgemeingültig für alle Schalen, sondern hängt empfindlich vom atomaren Zustand des Projektils ab. Dies wird durch den Vergleich mit der indirekten Ionisationsrate des L-Schalen-Elektrons aus dem $1s^2 2s^1$ -Zustand in Abbildung 4.3e deutlich. Hier ist kein Anstieg der Ionisationsrate mit der Dichte zu erkennen und die Verteilung (die relative 2D-Verteilung des Dichteplots, nicht die absoluten Werte) ist derjenigen der direkten Ionisation sehr ähnlich.

¹ Die exakte Gleichung zur Berechnung der indirekten Ionisationsrate findet sich Anhang A.2

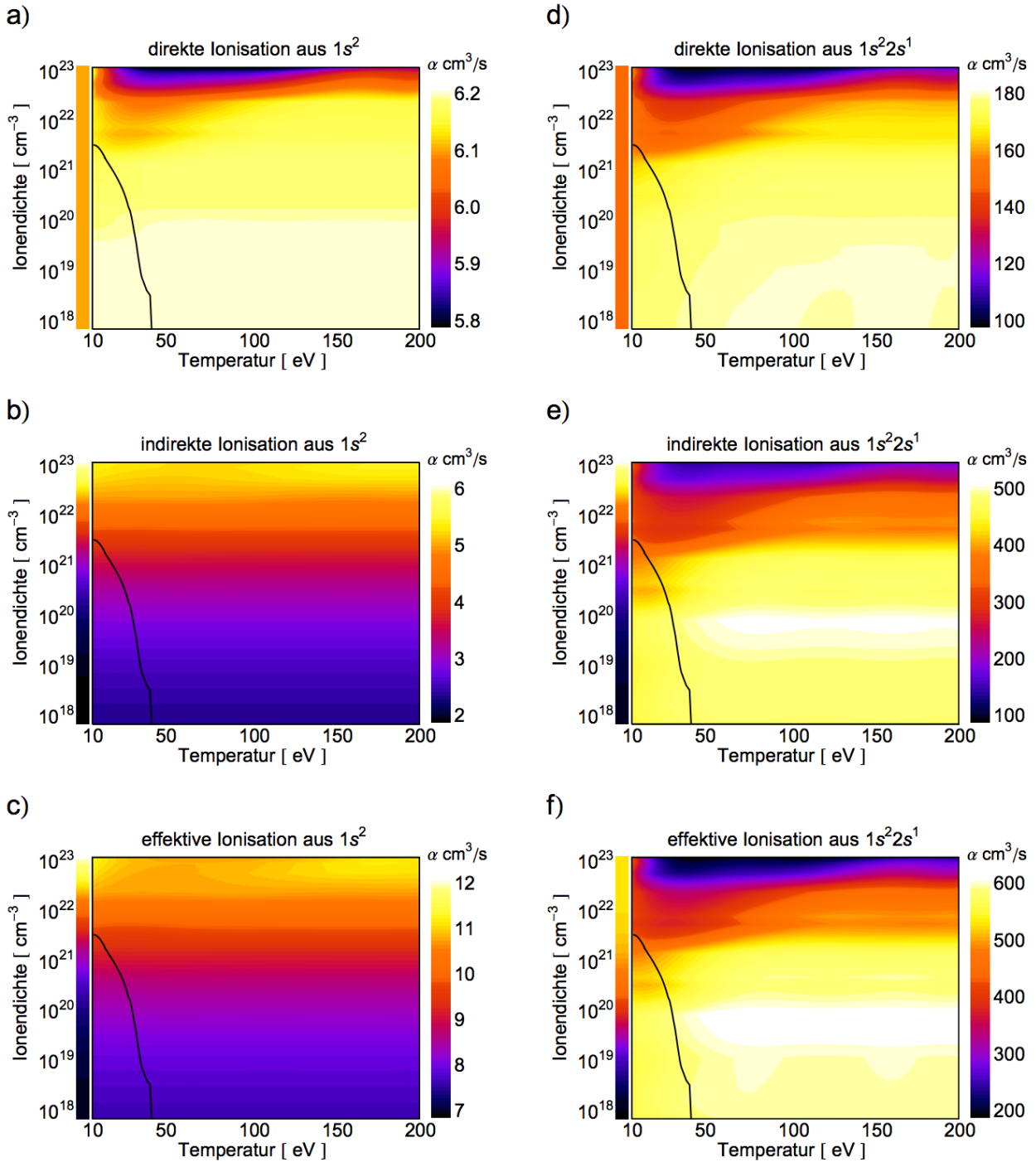


Abbildung 4.3.: a) Rate für die direkte Ionisation aus dem $1s^2$ Niveau. b) Rate der Mehrstufenionisation aus dem $1s^2$ Niveau. c) Die effektive Ionisation aus dem $1s^2$ Niveau ist von der indirekten Ionisation dominiert. d) Direkte Ionisationsrate aus dem $1s^2 2s^1$ Niveau. e) Indirekte Ionisationsrate aus dem $1s^2 2s^1$ Niveau. f) Die effektive Ionisationsrate aus dem $1s^2 2s^1$ Niveau zeigt keine Dominanz des Dichteeffekts.

Der Grund hierfür ist, dass nahezu alle Elektronen aus der K-Schale des 2s-Niveaus, die nicht direkt ionisiert werden, in das 2p-Niveau angeregt und von dort ionisiert werden. Die Wahrscheinlichkeit aus 2p ionisiert zu werden ist hierbei um zwei Größenordnungen größer als die Wahrscheinlichkeit wieder zurück nach 2s zu zerfallen. Das heißt die Temperatur- und Dichteabhängigkeit dieser mehr- beziehungsweise zweistufigen Ionisation wird von den Abhängigkeiten der direkten Ionisationsrate aus dem 2p-Niveau dominiert.

Effektive Ionisation im Plasma

Ob die direkte Ionisation oder die indirekte Mehrstufenionisation der dominante Ionisationsprozess im Sinne einer auffälligen Dichte- oder Temperaturabhängigkeit über den gesamten Parameterraum ist, lässt sich über die Summe beider Raten, die effektive Ionisationsrate, charakterisieren. Wie in Abbildung 4.3c und Abbildung 4.3f zu sehen, ist die Ionisation eines Ca^{18+} Ions im Grundzustand $1s^2$ vom Dichteeffekt dominiert, während die Ionisation eines Ca^{17+} Ions im Grundzustand $1s^2 2s^1$ von der direkten Ionisation aus 2p und somit von den Abschirmeffekten im Plasma abhängt. Der Effekt der Mehrstufenionisation ist auch in kalten Gasen bekannt [Bohr 1954; Cowern 1983] und führt dort zu einer Erhöhung der Ionisationsraten mit steigender Dichte. Wie an den Farbbalken links zu erkennen ist, unterscheidet sich dieser Effekt im kalten Gas beim $1s^2 2s^1$ Zustand signifikant vom dem im Plasmafall.

4.3 Plasmaeffekte auf die Rekombination

Das Projektil kann im Plasma entweder mit gebundenen oder freien Targetelektronen rekombinieren. Gebundene Elektronen werden über den nichtstrahlativen Einfang (NREC) und freie Elektronen über die dielektronische Rekombination (DR), die Strahlungsrekombination (REC) oder die Dreikörperrekombination (3BR) eingefangen.

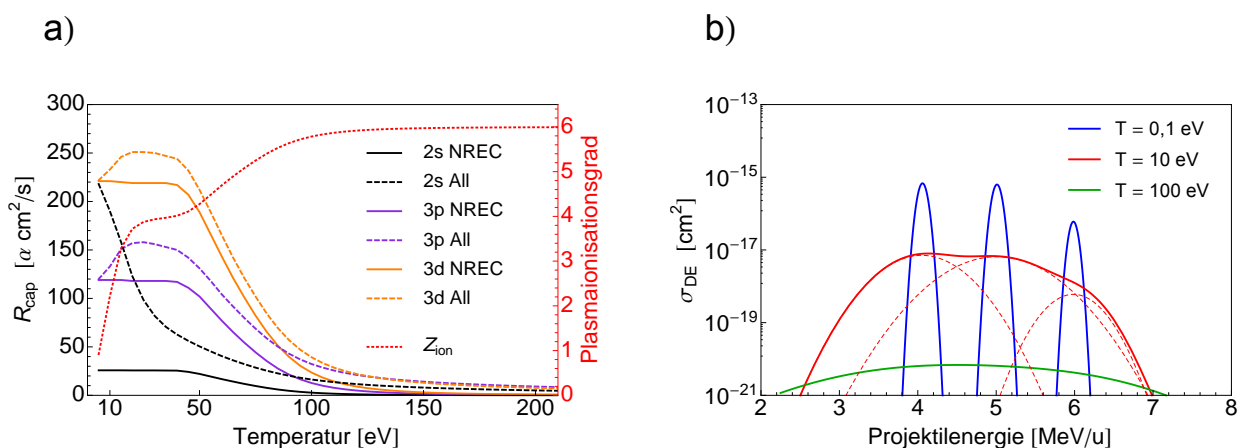


Abbildung 4.4.: a) Abhängigkeit der Rekombinationsraten von der Temperatur für eine Plasmadichte von 10^{21} cm^{-3} in verschiedenen atomaren Niveaus. Die durchgezogenen Linien zeigen nur den Anteil des NREC. b) DR-Resonanzen und deren Verbreiterung in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit für verschiedene Plasmatemperaturen [Frank 2012].

Abhängigkeit der Rekombination vom Plasmaionisationsgrad

Solange das Plasma nicht vollständig ionisiert ist, ist der Einfang gebundener Elektronen der dominante Rekombinationsprozess. Dies ist deutlich an den in Abbildung 4.4a gezeigten NREC Rekombinationsraten in verschiedene angeregte Zustände (durchgezogene Linien) zu erkennen. Bis zu einer Temperatur von $T < 50 \text{ eV}$, was einem Plasmaionisationsgrad von $Z_{ion} \approx 4$ entspricht, sind die Einfangraten hoch. Sobald die letzten zwei Elektronen aus der K-Schale der Targetionen ionisiert sind, fällt die NREC-Rate um eine Größenordnung ab. Im vollionisierten Plasma fängt das Projektil mit weitaus geringerer Wahrscheinlichkeit freie Elektronen durch die DR, REC und 3BR ein. Hierbei ist die DR der Einfangprozess mit der höchsten Rate, insbesondere im vollionisierten Plasma. In vorliegendem Fall erhöht die DR bereits bei niedrigen Temperaturen die Rekombinationsrate signifikant, wie an den gestrichelten Kurven in Abbildung 4.4a zu erkennen ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die DR ein resonanter zweistufiger Einfangprozess ist, der stark vom Zustand des Projektils und dessen Geschwindigkeit abhängt [Peter 1991a,b]. Stimmen die Projektilenergie und eine Anregungsenergie überein (energy matching), ist die Einfangwahrscheinlichkeit maximal. Da hierbei die relative Geschwindigkeit zwischen freien Targetelektronen und Projektil entscheidend ist, hängt die DR von der Geschwindigkeitsverteilung der Plasmaelektronen, also von deren Temperatur ab. Abbildung 4.4b zeigt das Resonanzverhalten der DR in Abhängigkeit von der Projektilenergie für verschiedene Plasmatemperaturen. In einem sehr kalten Plasma ($T = 0,1$) sind die Resonanzen mit den einzelnen Anregungsniveaus noch scharf getrennt. Für steigende Temperaturen verbreitert sich die Resonanzlinie zunehmend bis die Linien schließlich überlappen. Für sehr hohe Temperaturen sinkt die DR aufgrund der zu großen Relativgeschwindigkeiten ab. Im Temperaturbereich von 5 bis 20 eV ist die DR bedingt durch die Resonanz für die hier untersuchten Projektilenergien von 3,6 MeV/u beziehungsweise 4 MeV/u um drei Größenordnungen größer als im heißen Plasma (Vergleich von roter und grüner Kurve).

Der Einfluss der DR Resonanz auf die Einfangrate ist deutlich in Abbildung 4.4a für das 2s Niveau zu sehen. Hier ist die DR bei geringen Temperaturen der dominante Einfangprozess, der die Gesamteinfangrate um eine ganze Größenordnung erhöht und, wie später gezeigt wird, verantwortlich für eine Erniedrigung des Projektilladungszustands im Plasma ist.

Die Abhängigkeit des Einfangs vom Plasmaionisationsgrad zeigt sich deutlich in Abbildung 4.5a, in der die Summe aller Rekombinationsprozesse (NREC+DR+REC+3BR), die sogenannte direkte Rekombinationsrate, in die L-Schale des $1s^2 2s^1$ Zustands ($1s^2 \rightarrow 1s^2 2s^1$) für alle Plasmamaparameter aufgetragen ist. Die Rekombinationsrate fällt für alle Dichten mit dem Anstieg des Plasmaionisationsgrades an der K-Schalen-Ionisationskante ab. Die Verteilung der Rate über den Parameterraum folgt hierbei der Verteilung des Plasmaionisationsgrades (vgl. Abbildung 4.1a).

Im Allgemeinen werden nicht alle Elektronen direkt in den $1s^2 2s^1$ -Zustand eingefangen. Es ist wesentlich wahrscheinlicher, dass die Elektronen in angeregte Zustände mit höherer Rekombinationsrate eingefangen werden und von dort erst in den Grundzustand zerfallen. Allerdings werden in höhere Schalen eingefangene Elektronen aufgrund ihrer geringeren Bindungsenergien auch mit höherer Wahrscheinlichkeit direkt wieder ionisiert. Hinzu kommt der für die Ionisationsraten diskutierte Dichteeffekt. Je höher die Dichte und je häufiger die Teilchen stoßen, desto geringer die Wahrscheinlichkeit, dass ein weit außen eingefangenes Elektron es schafft bis in den Grundzustand zu zerfallen. Der Dichteeffekt, der die Ionisationsraten erhöht, reduziert gleichzeitig die indirekte Rekombinationsrate.

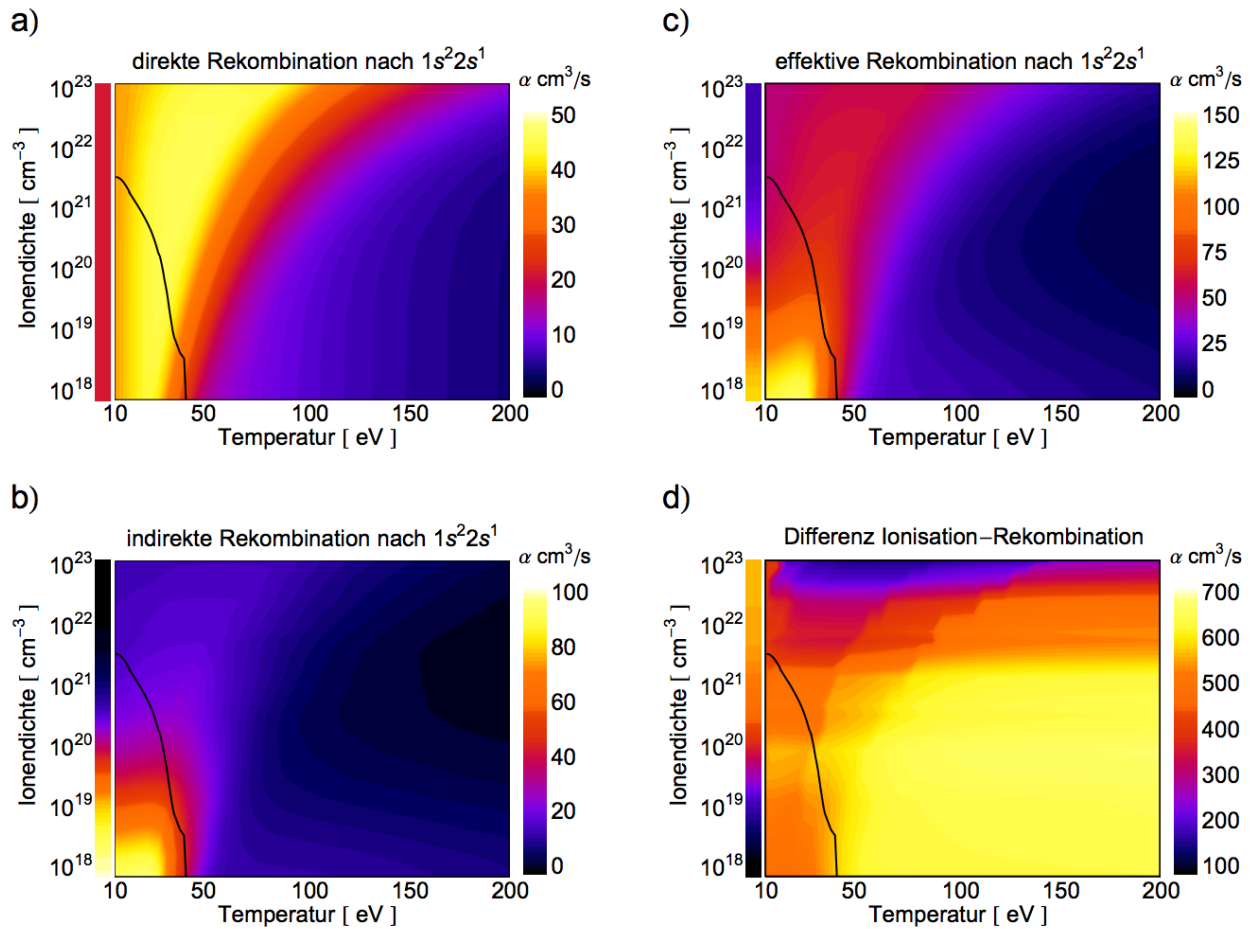


Abbildung 4.5.: a) Die direkte Rekombinationsrate wird vom NREC dominiert und hängt damit maßgeblich von der Anzahl der gebundenen Elektronen, respektive dem Plasmaionisationsgrad ab. b) Die indirekte Rekombination wird vom Dichteeffekt dominiert. Der Einfang in höhere Schalen und der anschließende Zerfall ist grundsätzlich wahrscheinlicher, wird aber mit steigender Dichte von dem Anstieg der indirekten Ionisationsrate abgemindert und kompensiert. c) Die effektive Rekombination zeigt sowohl die Abhängigkeit vom Plasmaionisationsgrad also auch den Dichteeffekt. d) Die Differenz von der Ionisation in und der Rekombination aus dem $1s^22s^1$ Zustand ist von der Ionisation dominiert. Der Zustand wird also mit hoher Wahrscheinlichkeit in den $1s^2$ Zustand ionisiert.

Der indirekte Einfang über den angeregten Zustand k berechnet sich aus der Rate in den Zustand k eingefangen zu werden, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit weiter in den Grundzustand zu zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit tatsächlich im Grundzustand anzukommen berechnet sich aus dem Verhältnis der Zerfallsrate zu der Summe der Raten für alle in diesem Niveau möglichen Prozesse. Der gesamte indirekte Einfang ergibt sich aus der Summe über alle möglichen Einfangs- und Zerfallsmöglichkeiten².

Der indirekte Einfang ist in Abbildung 4.5b gezeigt. Hier ist die indirekte Rekombination im Bereich dünner und teilionisierter Plasmen doppelt so hoch wie die direkte Rekombinationsra-

² Die Bestimmungsgleichungen für die indirekte und effektive Rekombinationsrate finden sich in Anhang A.2

te, allerdings drückt der Dichteeffekt die indirekte Rekombination bereits ab einer Dichte von 10^{20} cm^{-3} um eine Größenordnung. Die indirekte Rekombination spielt also nur für einen kleinen Teil des Parameterraums eine signifikante Rolle, liegt aber gerade im, für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente, wichtigen Bereich eines leicht gekoppelten Plasmas.

Die Summe der direkten und indirekten Rekombination, die effektive Rekombination wie in Abbildung 4.5c zu sehen, zeigt die Überlagerung beider Effekte. Die effektive Rekombinationsrate hängt immer noch vom Plasmaionisationsgrad ab, wird jedoch mit steigender Dichte zunehmend durch den Dichteeffekt abgeschwächt.

Um das Verhältnis der beiden gegenläufigen Umladungsprozesse zu verdeutlichen ist in Abbildung 4.5d die Differenz der effektiven Ionisationsrate aus dem $1s^2 2s^1$ Zustand (Abbildung 4.3f) und der effektiven Rekombinationsrate (Abbildung 4.5c) gezeigt. Für den gewählten Fall sind die Werte alle positiv, was bedeutet, dass die Ionisationsraten sowohl im kalten Gas wie auch im Plasma höher sind und sich das Projektilion aus dem $1s^2 2s^1$ Zustand (Ca^{17+}) nach der Wechselwirkung mit hoher Wahrscheinlichkeit im höher ionisierten $1s^2$ Zustand (Ca^{18+}) befindet. Diese Abbildung lässt allerdings keine allgemeine Aussage über den sich einstellenden mittleren Projektilladungszustand zu, denn sobald das Ion höher ionisiert ist, ändern sich die Wirkungsquerschnitte für alle Umladungsprozesse wieder. Liegt das Ion beispielsweise im $1s^2$ (Ca^{18+}) Grundzustand vor sind die letzten zwei Elektronen in der K-Schale nur noch sehr schwer zu lösen und die Differenz wird für den gesamten Parameterraum negativ. Dies bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit zu rekombinieren in diesem Fall wieder viel höher ist.

4.4 Plasmaeffekte auf den mittleren Projektilladungszustand

Bei der Wechselwirkung der Projektilionen mit dem Plasma können im Prinzip alle Ladungszustände von Ca^0 bis Ca^{20+} in allen erlaubten Anregungszuständen erzeugt werden. Allerdings sind die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Prozesse für jeden Zustand unterschiedlich. Fliegt das Projektil lange genug durch das Plasma, stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen den Umladungsprozessen ein und es bildet sich eine stabile Verteilung der Ladungszustände aus. Die Massenbelegung in der Simulation wurde so gewählt, dass sich dieses Gleichgewicht für alle Parameterkombinationen einstellt. Aus der Gleichgewichtsladungsverteilung lässt sich ein mittlerer Projektilladungszustand berechnen. Dieser ist in Abbildung 4.6a für ein Calciumion mit einer Energie von $E_p = 3,6 \text{ MeV/u}$ und in Abbildung 4.6b für ein etwas schnelleres Calciumion mit einer Energie von $E_p = 4 \text{ MeV/u}$ gezeigt.

Wie zu sehen ist, reproduziert die mittlere Ladungsverteilung nicht die in Abbildung 4.5d gezeigte Differenz von zwei einzelnen Ionisations- und Rekombinationsprozessen, sondern hat ihren maximalen Wert in einem heißen und dichten Plasma (nach Abbildung 4.5d ist die Ionisation maximal in einem kalten dichten Plasma). Das Projektil ist hier mit einem mittleren Projektilladungszustand $19+$ nahezu voll ionisiert.

Bei geringen Dichten $n_i < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ spielt der Dichteeffekt noch keine Rolle und der Projektilladungszustand hängt einzig vom Ionisationsgrad des Plasmas ab. Mit steigender Temperatur wird die Rekombination mit gebundenen Elektronen schwächer und der Projektilladungszustand erhöht sich (Bereich ①).

Für hohe Plasmatemperaturen ab $T > 100 \text{ eV}$, also im Bereich eines voll ionisierten Plasmas, zeigt der Projektilladungszustand nur noch eine geringe Temperaturabhängigkeit. Hier ist der Dichteeffekt bestimmend für die Änderung des Projektilladungszustandes und führt mit steigender Dichte zu dessen Erhöhung (Bereich ②).

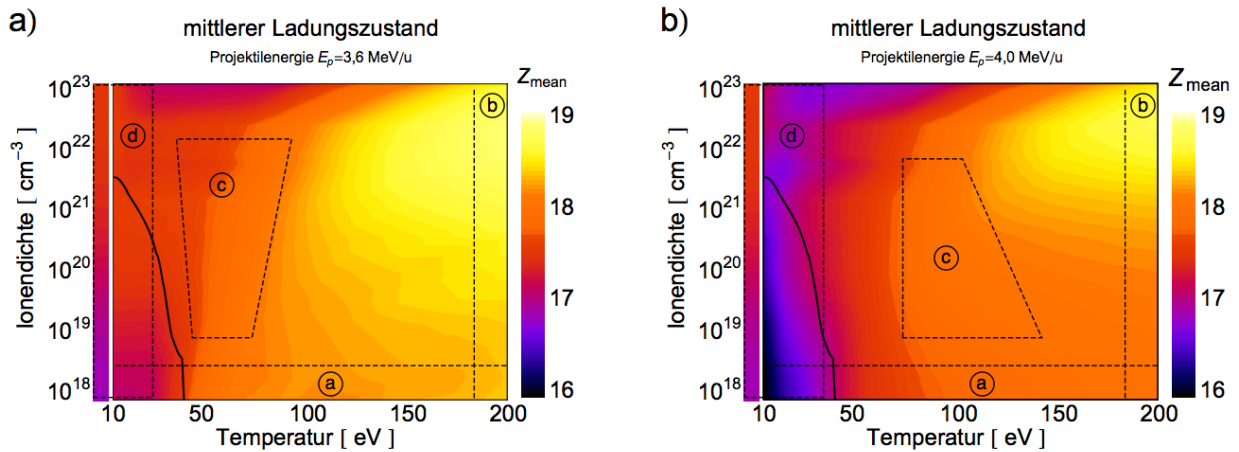


Abbildung 4.6.: a) Mittlerer Projektilladungszustand des Projektilions im Gleichgewicht aller Umladungsprozesse für eine Projektilenergie von $E_p = 3,6 \text{ MeV/u}$. b) Gleiche Verteilung für ein schnelleres Projektil mit $E_p = 4 \text{ MeV/u}$ am Maximum der DR Resonanz.

In beiden Verteilungen lassen sich Parameterbereiche ausmachen (Bereich ©), in denen sich die dichte- und temperaturabhängigen Effekte gegenseitig kompensieren. Die im Bereich der K-Schalen-Ionisationskante aufgrund des ansteigenden Plasmaionisationsgrades abfallende Rekombinationsrate wird gerade mit dem Anstieg der Ionisationsrate durch den Dichteeffekt ausgeglichen.

Im Bereich geringer Temperaturen dominiert aufgrund der hohen Wahrscheinlichkeit des NREC-Prozesses gebundene Elektronen einzufangen die Rekombination den Umladungsprozess. Hierbei geht man üblicherweise davon aus, dass die Rekombination in einem neutralen Gas, also wenn alle Elektronen gebunden sind und für die NREC zur Verfügung stehen, maximal ist. Sobald die ersten Elektronen ionisiert werden, sinkt die Rekombinationsrate und folglich steigt der Projektilladungszustand im Plasma, im Vergleich zum kalten Gas immer an.

Da in dieser Studie die Projektilgeschwindigkeit gerade auf einer DR Resonanz liegt, wird das Absinken der NREC Rate im Bereich von Temperaturen unter $T < 30 \text{ eV}$ (Bereich (d)) durch die DR kompensiert. Je nach Projektilenergie lässt sich damit sogar ein mittlerer Projektilladungszustand erzeugen, der kleiner als der mittlere Projektilladungszustand im kalten Gas vergleichbarer Dichte ist, wie in Abbildung 4.6b für die 4 MeV/u schnellen Ionen gezeigt (Bereich (d)).

Dies ist ein äußerst unerwartetes Ergebnis, was so bisher weder in der Theorie gefunden noch in Experimenten beobachtet wurde.

4.5 Plasmaeffekte auf den Energieverlust

Der Energieverlust im Plasma hängt primär vom Ladungszustand des Projektils und vom Plasmaionisationsgrad ab. Der Projektilladungszustand geht im Standard Stopping Model (vgl. Gleichung 1.42) quadratisch in die Stopping Power ein. Das heißt, ein höherer Projektilladungszustand bedingt einen signifikant höheren Energieverlust. Gleichzeitig hängt der Energieverlust empfindlich vom Plasmaionisationsgrad ab, da der Energieübertrag an freie Elektronen anteilig größer ist (vgl. Kapitel 1.5) als bei Stöße mit gebundenen Elektronen. Das heißt, je

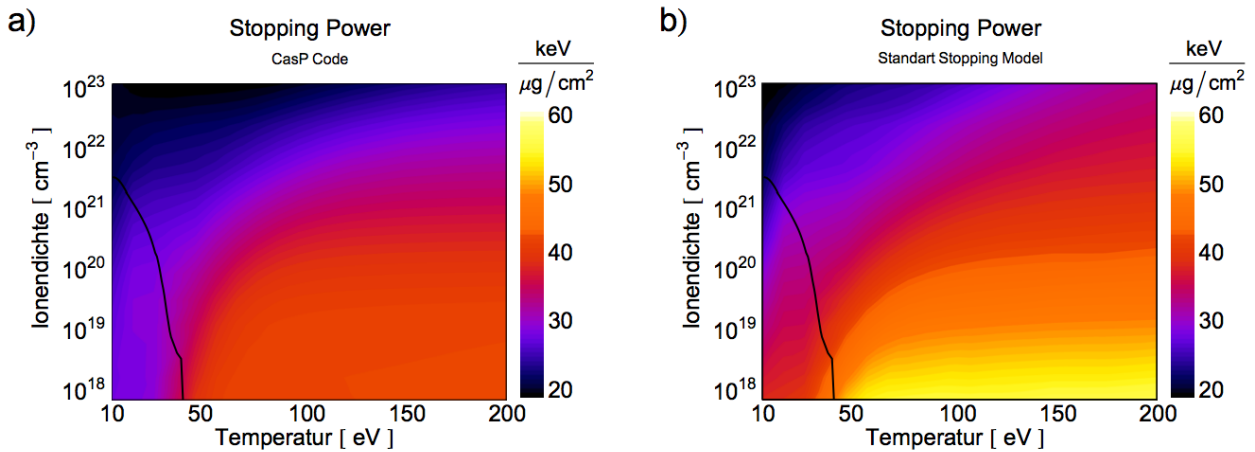


Abbildung 4.7.: a) Energieverlust mit dem CasP-Code berechnet b) Energieverlust nach dem Standard Stopping Model. Beide Verteilungen zeigen deutlich den Einfluss des Plasmaionisationsgrades. Das SSM überschätzt die CasP Vorhersagen mit abgeschirmten Wechselwirkungspotentialen aufgrund seiner Z_p^2 -Abhängigkeit etwas.

mehr freie Elektronen im Plasma zur Verfügung stehen, desto höher der zu erwartende Energieverlust. Abbildung 4.7 zeigt die berechnete Stopping Power für ein Calciumion mit einer Energie von $E_p = 3,6 \text{ MeV/u}$ über den gesamten Parameterraum, einmal mit dem CasP-Code und einmal unter Verwendung des Standard Stopping Models berechnet. Der Energieverlust ist hier primär vom Plasmaionisationsgrad bestimmt (vgl. Verteilung des Plasmaionisationsgrades in Abbildung 4.1). Der Anstieg der Stopping Power macht einen Sprung an der K-Schalen-Ionisationskante und gibt den abfallenden Verlauf des Plasmaionisationsgrades für hohe Dichten wieder. Die Variationen des Projektilladungszustandes, insbesondere des stark erhöhten Projektilladungszustands im dichten heißen Plasma (Bereich (b) in Abbildung 4.6), hat in dieser Darstellung keinen sichtbaren Einfluss auf den Energieverlust. Dass heißt, der maximale Energieverlust entsteht nicht im Bereich des maximalen Projektilladungszustands sonder im Bereich der maximalen Plasmaionisation.

Grundsätzlich wird für den Teil des Parameterbereichs, der im Experiment untersucht wird (Bereich unter der schwarzen Linie), ein 25% bis 30% geringerer Energieverlust erwartet als in einem vollionisierten Plasma. Außerdem befindet sich dieser Bereich gerade auf der Ionisationskante der K-Schale, das heißt eine kleine Temperaturerhöhung, die im Mittel ein Elektron mehr ionisiert, führt direkt zu einem starken Anstieg des Energieverlustes. In diesem Bereich hat die Wahl des Modells zur Berechnung des Plasmaionisationsgrades (Saha-Modell, FLYCHK-Code, RALEF-2D-EOS), einen entscheidenden Einfluss auf den Wert des berechneten Energieverlustes, was für die Interpretation der experimentellen Daten wichtig sein wird.

4.6 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

In dieser Parameterstudie wurden der Einfluss der Plasmaparameter, namentlich der Dichte und der Temperatur, auf die Umladungsprozesse eines Projektils untersucht. Zusätzlich wurde die Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit am Beispiel von zwei Projektilenergien diskutiert.

Das Hauptergebnis ist, dass sich ein Parameterbereich finden lässt, in dem der mittlere Projektilladungszustand aufgrund einer Resonanz der dielektronischen Rekombination unter den Kaltgasgleichgewichtsladungszustand sinkt. Das heißt, es tritt der gegenteilige Effekt zu dem ein, der üblicherweise im Plasma erwartet wird. Der starke Einfluss der DR ergibt sich aus der verwendeten Theorie zur Berechnung der DR-Wirkungsquerschnitte [Peter 1988; Peter 1986]. Es sei darauf hingewiesen, dass die gezeigten Simulationen mit keiner weiteren DR-Theorien³ verglichen wurden und ein möglicher Fehler der Theorie sich direkt auf die gezogene Schlussfolgerung auswirken kann.

In der Parameterstudie wurde außerdem festgestellt, dass der Energieverlust maßgeblich vom Plasmaionisationsgrad Z_{ion} bestimmt wird und die Variation des Projektilladungszustands Z_{mean} eine geringere Rolle spielt. Im einfachen Bild des Bohrschen Stoßmodells bedeutet dies, dass der Energieverlust im betrachteten Fall stärker vom Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ als von Z_{mean}^2 abhängt. Im teilionisierten Plasma skaliert der Energieverlust, wie in Kapitel 1.4 ausführlich diskutiert, über

$$-\frac{dE}{dx} \propto Z_{\text{mean}}^2 [(Z_T - Z_{\text{ion}}) \ln \Lambda_{\text{geb}} + Z_{\text{ion}} \ln \Lambda_{\text{frei}}] \quad (4.2)$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten schwach gekoppelten Hohlraumplasmen wird erwartet, dass sich der mittlere Projektilladungszustand im Plasma im Vergleich zum Festkörper nicht erhöht. Dies bedeutet, dass in diesem Fall, die Erhöhung des Energieverlustes von kalter Materie zu Plasma unabhängig vom Projektilladungszustand ist und nur vom Coulombterm bestimmt wird. Damit ermöglichen die Hohlraumplasmen die isolierte Untersuchung des Energieverlustes aufgrund des Plasmaeffektes. Es wird also der Anstieges des Energieverlustes allein aufgrund der Wechselwirkung mit den freien Elektronen und nicht aufgrund dem gleichzeitigen Anstieg des Projektilladungszustandes gemessen. Aus diesem Grund wird im teilionisierten Hohlraumplasma auch ein wesentlich geringerer Energieverlust als in einem heißen, vollionisierten Plasma erwartet (150%).

Diese Studie wurde zusätzlich für Argonionen mit einer Energie von $E_p = 4,9 \text{ MeV/u}$ über den gleichen Plasmaparameterraum durchgeführt.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind in [Ortner 2015c] publiziert worden.

³ In der Literatur konnten keine weitere Theorien in analytischer Form zur Beschreibung der DR von schnellen Ionen in Plasma gefunden werden. Eine Möglichkeit wäre präzise Simulation der DR-Raten wie sie zum Beispiel in [Dasgupta 1995; Colgan 2004; Dasgupta 2008] durchgeführt wurden speziell für den Fall der Wechselwirkung von Calcium mit Kohlenstoff zu modifizieren und zusätzlich die Relativgeschwindigkeit zwischen dem schnellen Projektion und den thermisch verteilten Targetionen zu berücksichtigen (persönliche Kommunikation mit Dr. Arati Dasgupta)



5 Experimentelle Ergebnisse: Energieverlust und Ladungsverteilung im Plasma

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messung des Energieverlusts von Calciumionen in schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma vorgestellt und mit den Vorhersagen der theoretischen Modelle verglichen.

Zur theoretischen Berechnung des Energieverlustes ist es nötig die Plasmaparameter sowie den Ladungszustand des Projektilions an jedem Ort entlang der Wechselwirkungstrajektorie durch das Plasma zu kennen. Die Plasmaparameter sind bereits aus RALEF-2D Hydrosimulationen bekannt (vgl. Kapitel 3). Die Ladungsverteilung des Projektilionenstrahls im Plasma muss allerdings theoretisch berechnet werden, da es aktuell keine experimentelle Messmethode gibt, um diesen orts aufgelöst in einem Hohlraumplasma zu vermessen. Zur Berechnung des Projektilionenzustandes im Plasma wird der FRALMONTE Code (vgl. Anhang A.1.4) verwendet. Er simuliert den Flug jedes Ions durch das Plasma und bestimmt hierfür den Ladungszustand an jedem Ort bis der Ionenstrahl wieder aus dem Plasma austritt. Um die Vorhersagen dieser Rechnung zu überprüfen, wird die simulierte austretende Ladungsverteilung aus dem Plasma mit der experimentell gemessenen Ladungsverteilung verglichen. Beschreibt die Theorie die austretende Ladungsverteilung ausreichend genau, kann sie als korrekt angenommen werden und es kann daraus auf die Richtigkeit der berechneten Ladungszustände im Plasma geschlossen werden. Damit stehen alle Parameter zur theoretischen Berechnung des Energieverlustes zur Verfügung. Der FRALMONTE Code muss zuvor mit Ladungsverteilungsmessungen in kalter Materie und ETACHA Rechnungen geeicht werden. Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung der

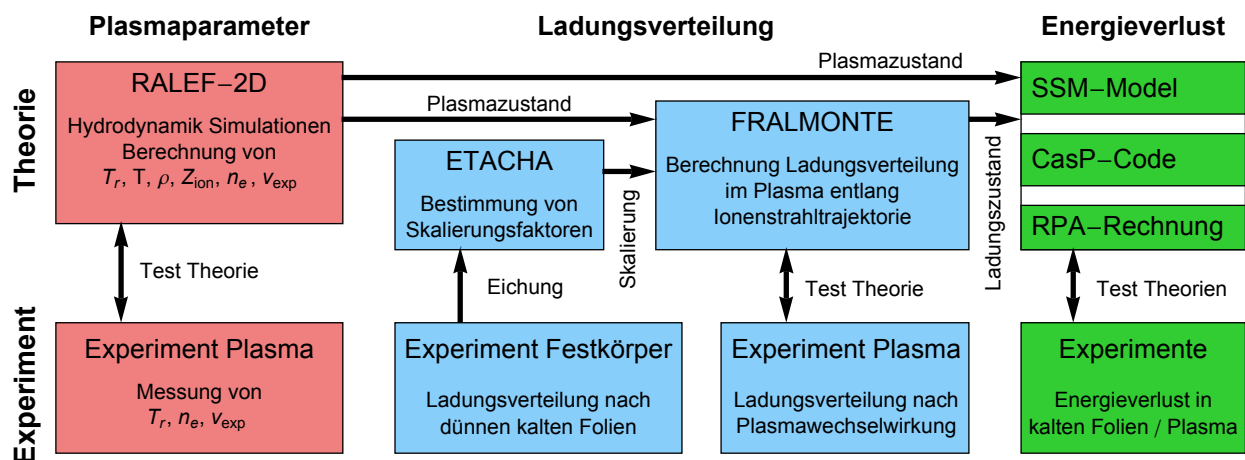


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der einzelnen theoretischen Rechenschritte und deren stückweise experimentelle Verifizierung.

einzelnen Rechenschritte und deren stückweise experimentelle Überprüfung. Das Kapitel folgt diesem Aufbau.

5.1 Nicht-Gleichgewichtsladungsverteilung in dünnen Folien

Zur Berechnung der Ladungsverteilung schwerer Ionen in kalter Materie wird das Programm ETACHA verwendet. (vgl. Anhang A.1.3). Dieser Simulationscode ist für Projektilenergien von 10 – 100 MeV/u optimiert. Für Energien kleiner als 10 MeV/u, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, weichen die theoretischen Vorhersagen erheblich von den experimentellen Ergebnissen ab [Blazevic 2002]. Wie in [Blazevic 2000] gezeigt, kann der Code allerdings in den Bereich von Projektilenergien von 2 bis 10 MeV/u erweitert werden, indem die verwendeten Ionisations- und Rekombinationsquerschnitte durch Anpassung an experimentelle Daten umskaliert werden.

Dringt ein Ion in Materie ein, stellt sich erst nach einer gewissen Eindringtiefe ein Gleichgewichtsladungszustand ein. Im Gleichgewichtszustand ist das Verhältnis aller Ionisations- und Rekombinationsquerschnitte fest, weswegen sich aus experimentellen Daten auch nur dieses Verhältnis zurückrechnen lässt, nicht aber die absolute Größe der Wirkungsquerschnitte. Anders ist es in der Nicht-Gleichgewichtsphase in den ersten Schichten der Materie. Hier sind die Verhältnisse zwischen den Wirkungsquerschnitten noch nicht fest und es können aus experimentellen Daten die absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

In vorliegender Arbeit wurde hierzu die Ladungsverteilung der Calciumionen in sehr dünnen Kohlenstofffolien gemessen und dann die Wirkungsquerschnitte im ETACHA Code so variiert, dass sie die experimentellen Daten richtig beschreiben.

5.1.1 Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung in dünnen Folien

Zur experimentellen Vermessung der Ladungsverteilung wurden Kohlenstofffolien unterschiedlicher Dicke von 2 bis 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ in der Targetebene positioniert und mit Ca^{17+} -Ionen ($E_p = 3,547 \text{ MeV/u}$, $I_p \approx 2 \mu\text{A}$) durchstrahlt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Nach der Wechselwirkung wird der Ionenstrahl mit einem Dipolmagneten in seine einzelnen Ladungszustände aufgespalten und die Teilchenzahl der fünf mittleren Zustände, namentlich Ca^{15+} , Ca^{16+} , Ca^{17+} , Ca^{18+} und Ca^{19+} mit dem Diamant-Ladungsspektrometer (vgl. Kapitel 2.3.2) bestimmt.

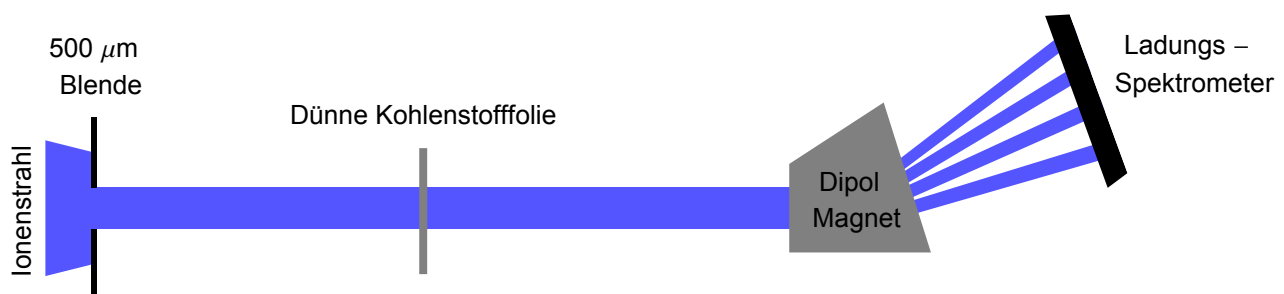


Abbildung 5.2.: Experimenteller Aufbau zur Vermessung der Ladungsverteilung in dünnen Folien. Der Ionenstrahl wird mit einem Dipolmagneten in seine Ladungszustände aufgespalten und die Anzahl der Teilchen in jedem Zustand mit dem Diamant-Ladungsspektrometer bestimmt.

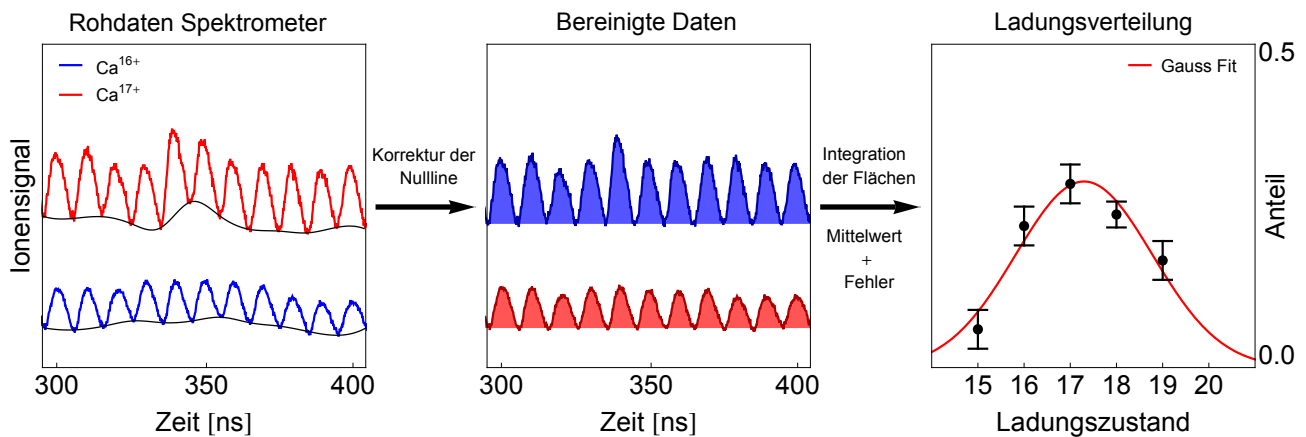


Abbildung 5.3.: Auswertung der Ladungsverteilung: Zunächst werden die schwankenden Signale der einzelnen Detektoren mit einem Splinefit auf eine gemeinsame Nulllinie korrigiert. Dann werden die Flächen unter den Pulsen durch Integration bestimmt. Sind alle Detektoren ausgewertet, werden die Ergebnisse mit einem detektorspezifischen Eichfaktor multipliziert und die Summe aller Ladungszustände auf Eins normiert. Der Endwert und der Fehler berechnen sich aus dem statistischen Mittel über viele Ionenpulse.

Ein Mikrosekunden langer Messbereich ermöglicht es, die Ladungsverteilung über sehr viele Ionenpulse gemittelt zu bestimmen. Die Anzahl der Ionen in einem bestimmten Ladungszustand ist proportional zur Signalstärke der Pulse. Zur Auswertung werden die einzelnen Detektorsignale zunächst, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, mit einem Splinefit an die Pulsminima auf eine gemeinsame Nulllinie korrigiert. Anschließend wird durch numerisches Integrieren von einem Minimum zum nächsten die Fläche unter jedem Puls berechnet. Die Ergebnisse jedes Ladungszustandes werden nun mit einem detektorspezifischen Eichfaktor, der der Antwort des Detektors auf ein Einzelteilchen entspricht, multipliziert. Danach wird die Summe aller Ladungszustände für jeden Zeitschritt auf Eins normiert und schließlich über alle ausgewerteten Pulse der Mittelwert gebildet. Der Fehler der Ladungsverteilung berechnet sich aus der statistischen Schwankung der Einzelpulsergebnisse.

Die Ergebnisse der Messung für verschiedene Foliendicken sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Der ursprüngliche Ca^{17+} Zustand lädt sich bereits in den sehr dünnen Folien mit Dicken im Bereich von 2 bis $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ stark in den Ca^{16+} und Ca^{18+} Zustand um. Sobald ausreichend viele Ionen in den angrenzenden Ladungszuständen vorliegen, werden der Ca^{15+} und Ca^{19+} Zustand bevölkert. Schließlich stellt sich ab $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ein Gleichgewichtsladungszustand von 17 ± 1 ein.

Der Verlauf der einzelnen Anteile der Ladungszustände über die Foliendicke ist durch zwei Effekte zu erklären. Zunächst laden sich einige Projektionen mit den ersten Stößen im Target in einen der angrenzenden Ladungszustände Ca^{16+} oder Ca^{18+} um. Bei sehr dünnen Folien verlassen die Projektionen die Materie aber bevor sie nochmals stoßen können, um in weiter entfernte Ladungszustände umgeladen zu werden. Sobald die Folien ausreichend dick sind, steigen die Anteile der äußeren Ladungszustände Ca^{15+} und Ca^{19+} an. Gleichzeitig führt die erhöhte Anzahl von Stößen bei steigender Foliendicke zu einer Erhöhung der Ionisationsrate durch Mehrstufenionisation. Hierbei wird das Projektilion stufenweise über mehrere Stöße angeregt

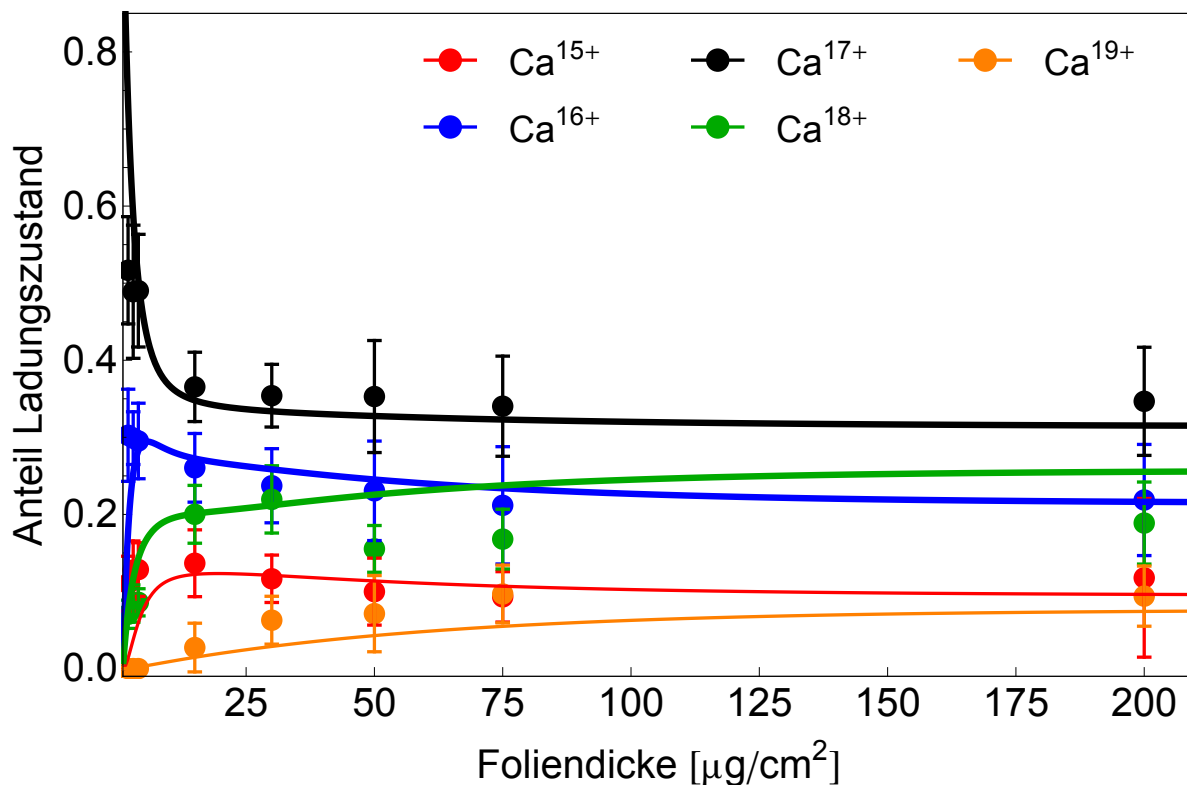


Abbildung 5.4.: Ergebnisse der Ladungsverteilungsmessung von anfänglich Ca^{17+} Ionen in dünnen Folien zusammen mit den angepassten simulierten Werten. Nach ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ stellt sich ein Gleichgewichtsladungszustand von 17 ± 1 ein.

und aufgrund der höheren Ionisationswahrscheinlichkeit in angeregten Zuständen vermehrt ionisiert. Dieser Effekt ist für den Ca^{18+} und Ca^{19+} Zustand ab $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zu erkennen.

5.1.2 Berechnung der Skalierungsfaktoren mit ETACHA

Zur Berechnung der Ladungsverteilung bestimmt ETACHA die Wirkungsquerschnitte für sämtliche Umladungsprozesse (vgl. Anhang A.1.3). Um die Wirkungsquerschnitte an die experimentellen Daten anzupassen werden diese iterativ so variiert, dass die Abweichung der berechneten Ladungsverteilung zu der experimentell bestimmten minimal wird. Aufgrund der Vielzahl freier Parameter (39 Wirkungsquerschnitte) ist dieses Verfahren nicht eindeutig, insbesondere weil verschiedene Umladungsprozesse zum Teil den gleichen Effekt auf die Ladungsverteilung haben. Allerdings sind einige wenige Umladungsprozesse als dominant bekannt (NREC, Stoßionisation) und andere können im Rahmen von Theorien auf einen schmalen Wertebereich eingeschränkt werden.

In einer ersten groben Anpassung wird das Verhältnis der Ionisationsquerschnitte zu den Rekombinationsquerschnitten im Gesamten variiert. Das heißt, alle Ionisationsquerschnitte werden mit einem Faktor a und alle Rekombinationsquerschnitte mit einem Faktor b multipliziert und diese beiden Faktoren solange optimiert, bis sie bestmöglich die experimentelle Ladungsverteilung beschreiben. In einem zweiten Schritt wird die Ladungsverteilung durch Variation der Rekombinationsquerschnitte beziehungsweise Ionisationsquerschnitte für jede der drei Scha-

len (K, L, M) nachoptimiert (d.h. die Unterschalen bleiben fest zueinander, also Faktor c für 1s, Faktor d für 2s und 2p und Faktor e für 3s, 3p und 3d). Im letzten Schritt werden alle sechs Rekombinationsquerschnitte beziehungsweise Ionisationsquerschnitte nochmals einzeln feinjustiert. Eine ausführliche Beschreibung des eingesetzten iterativen Optimierungsverfahren findet sich in [Frank 2012].

Die Ergebnisse dieser Optimierung für Ca^{17+} Ionen mit einer Energie von 3,547 MeV/u sind in Abbildung 5.4 als durchgezogene Linie dargestellt. Die neuen Werte der Wirkungsquerschnitte, wie sie für alle weiteren Rechnungen in dieser Arbeit verwendet werden, sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Schale	1s	2s	2p	3s	3p	3d
Mech. Einfang (NREC) nach	10.2	57.6	172	37.9	114	190
Rad. Einfang (REC) nach	0.23	0.03	0.04	0.01	0.01	0.01
Ionisation aus	2.67	48.5	53.2	152	152	152
Anregung nach $n > 3$	0.5	36.0	42.3	262	295	319
Anregung $1s \rightarrow 2s-3d$		0.7	2.4	0.1	0.4	0.05
Anregung $2s \rightarrow 2p-3d$			207	9.54	17.0	33.2
Anregung $2p \rightarrow 3s-3d$				3.3	11.1	54.8
Anregung $3s \rightarrow 3p-3d$					224.5	448.1
Anregung $3p \rightarrow 3d$						221.2

Tabelle 5.1.: Korrigierte Wirkungsquerschnitte in Einheiten von $1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ für Ca^{17+} Ionen mit einer Energie von 3,547 MeV/u in Kohlenstoff wie sie für die weiteren Rechnungen in ETACHA und FRALMONTE verwendet werden.

5.2 Ladungsverteilung in schwach gekoppeltem Plasma

Die Ladungsverteilung der Calciumionen nach Wechselwirkung mit dem schwach gekoppelten Plasma wurde ausschließlich mit LaTa-Targets, also mit insgesamt $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff im Strahlengang vermessen.

Aufgrund sehr verrauschter Signale am zeitaufgelösten Diamant-Ladungsspektrometer bei den Messungen mit Plasma im Hohlraum, konnte die Ladungsverteilung nur zeitintegriert mit einem Szintillator und einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert werden.

Die Ladungsverteilung wurde unter Annahme der simulierten Plasmaparameter aus Kapitel 3 mit dem FRALMONTE Code (vgl. Anhang A.1.4) berechnet.

5.2.1 Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung im Plasma

Zur Bestimmung der Ladungsverteilung wurde der nach dem Dipol in seine Ladungszustände aufgespaltete Ionenpuls mit einem schnellen Plastiksintillator in einen Lichtpuls umgewandelt und dieser mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (vgl. Kapitel 2.3.2) aufgenommen. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.5 skizziert. Die kurze Belichtungszeit von 8 ns erlaubt es bei exaktem Timing genau den Ionenpuls aus der Pulskette zu detektieren, der zuvor mit dem Plasma gewechselwirkt hat (der Abstand der einzelnen Ionenpulse beträgt 9 ns). Die

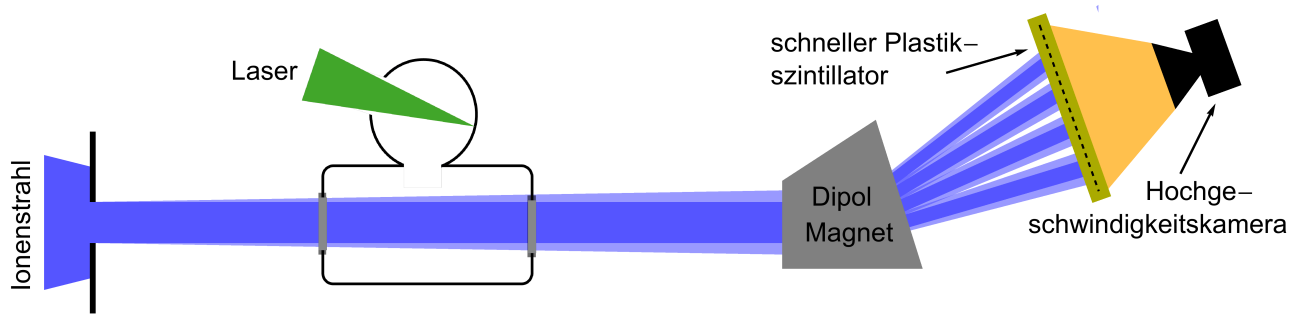


Abbildung 5.5.: Experimenteller Aufbau zur Vermessung der Ladungsverteilung im Plasma. Aufgrund der geringen Signalstärke kann das Ladungsspektrometer nicht eingesetzt werden und die Ladungsverteilung wird zeitintegriert mit einem schnellen Plastikszintillator und einer Hochgeschwindigkeitskamera gemessen.

Messung ist zeitintegriert, womit keine Umladungsdynamik während der Plasmaentstehung aufgelöst werden kann. Aufgrund der schwachen Signale konnte nur der zentrale Ladungszustand Ca^{17+} und die zwei benachbarten Zustände Ca^{16+} und Ca^{18+} ausreichend genau vermessen werden. Das Auswertungsverfahren ist in Abbildung 5.6 exemplarisch gezeigt. Zunächst wird das zweidimensionale Bild der Ladungsverteilung vom Untergrundrauschen der Kamera bereinigt und dann zeilenweise addiert, um so die Gesamtteilchenzahl in jedem Zustand in eine eindimensionale Kurve abzubilden. Anschließend wird dieser Datensatz mit einem Bandpassfilter (Savitzky-Golay Filter [Savitzky 1964]) geglättet und auf eine exakte Nulllinie korrigiert. Schließlich wird die Fläche unter den Kurven über numerische Integration berechnet und die Summe aller Flächen auf Eins normiert. Alternativ dazu ausgeführte Auswertungsverfahren, wie

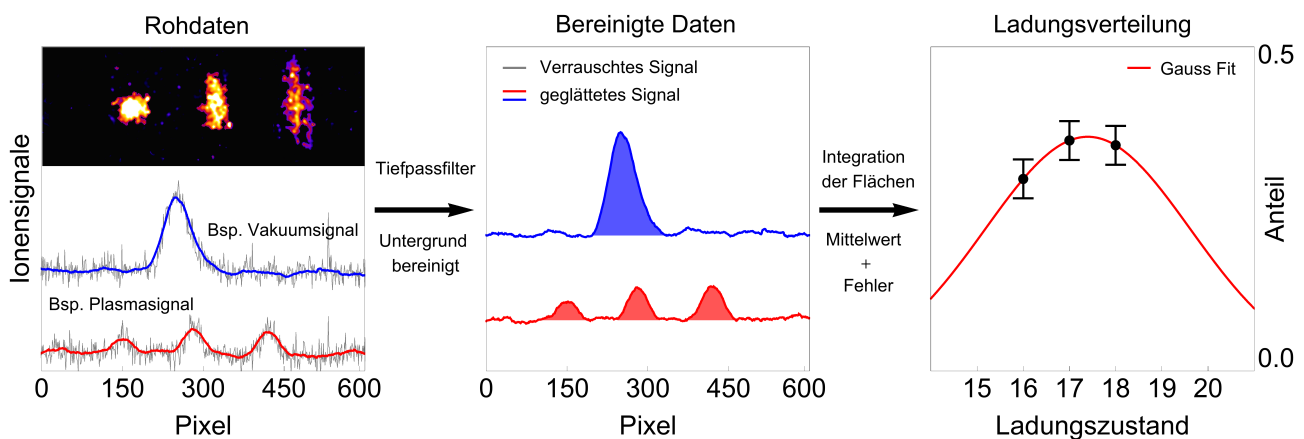


Abbildung 5.6.: Auswerteverfahren für die Messdaten der Ladungsverteilung mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Rohdaten werden zunächst um das Untergrundrauschen bereinigt und mit einem Bandpassfilter geglättet. Anschließend wird die Fläche unter den Kurven durch numerisches Integrieren bestimmt und die Summe der Flächen aller Ladungszustände auf Eins normiert. Die finalen Werte ergeben sich aus dem Mittel über mehrere Messungen.

eine zeilenweise Auswertung oder die Integration über eine direkt an die verrauschten Daten angepasste Gausskurve führten im Rahmen der Fehler zu gleichen Ergebnissen. Die Auswertung basiert auf der Annahme, dass die Photonenerzeugung im Szintillator linear zur einfallenden Teilchenzahl ist.

Abbildung 5.7 zeigt die Ergebnisse der Ladungsverteilungsmessung. Hierbei wurde zu jeder Messung im Plasma eine Vergleichsmessung in kaltem Kohlenstoff durchgeführt. Der finale Wert für den Anteil in jedem Ladungszustand berechnet sich aus dem Mittelwert über mehrere Messungen. Als Fehlergrenzen wurden die Minima und Maxima der gemessenen Verteilungen angenommen. Aus der Verteilung berechnet sich der mittlere Ladungszustand über

$$Z_{mean} = \sum_q q \cdot F(q)$$

wobei q der Ladungszustand (16,17,18) und $F(q)$ der Anteil ($0 < F(q) < 1$) im jeweiligen Ladungszustand ist. Der Fehler berechnet sich nach den Regeln der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{Z_{mean}} = \sqrt{\sum_q q^2 \cdot s_q^2}$$

mit s_q als Unsicherheit auf die gemessenen Anteile $F(q)$. Die Ergebnisse dieser Rechnung finden sich zusammen mit dem Wert aus der dünnen Folienmessung, den Simulationsergebnissen und

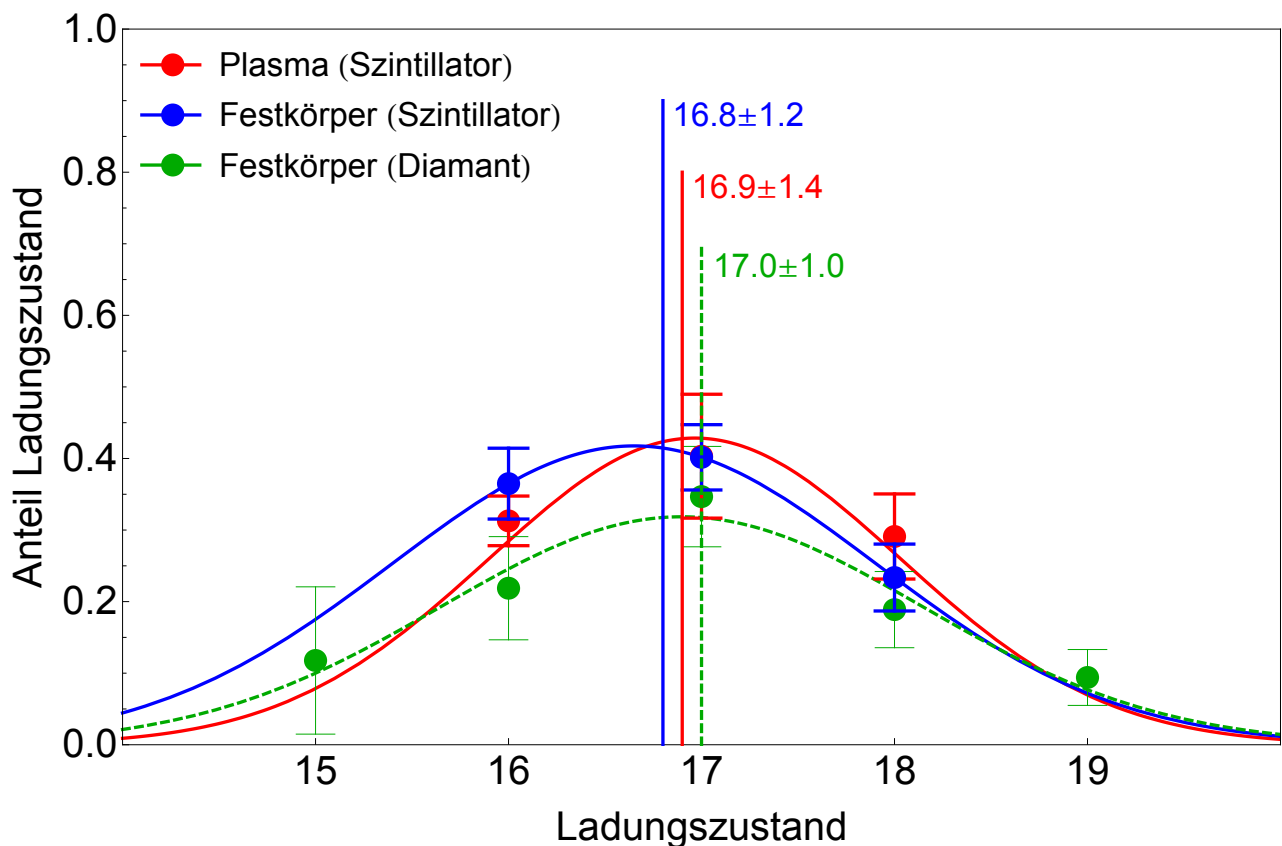


Abbildung 5.7.: Gemessene Ladungsverteilung in kaltem Kohlenstoff und in Kohlenstoffplasma.

		Experiment	Simulation	Theorie
Festkörper	(Szintillator)	$16,8 \pm 1,2$	$17,0 \pm 0,1$	16,8
	(Spektrometer)	17 ± 1		
Plasma		$16,9 \pm 1,4$	$16,5 \pm 0,2$	

Tabelle 5.2.: Ergebnisse für den mittleren Ladungszustand des Calciumionenstrahls ($3,547 \text{ MeV/u}$) nach Wechselwirkung mit $200 \mu\text{g/cm}^2$ kaltem Kohlenstoff bzw. Kohlenstoffplasma.

der theoretischen Abschätzung nach der Schiwietz-Grande-Formel (Gleichung 1.39) in Tabelle 5.2.

Der Vergleich der Szintillatormessungen in kaltem Kohlenstoff und Kohlenstoffplasma (Abbildung 5.7, blaue und rote Datenpunkte) zeigt eine leichte Verschiebung der Ladungsverteilung hin zu höheren Ladungszuständen. Hierbei hat sich der Anteil der Ionen im Zustand Ca^{17+} kaum geändert, wohingegen sich die Teilchenzahl im Zustand Ca^{16+} verringert und in Ca^{18+} erhöht hat. Diese Verschiebung der Umladungshäufigkeiten hin zu höheren Ladungszuständen ist hauptsächlich auf die verminderte Rekombinationswahrscheinlichkeit aufgrund einer reduzierten Anzahl von gebundenen Elektronen zurückzuführen. Um den reinen Einfluss des Plasmas im Vergleich zum kalten Kohlenstoff zu differenzieren, müsste die Ladungsverteilung nach dem Plasma mit der Ladungsverteilung nach einem kalten Gas gleichen Dichteverlaufs verglichen werden. Dies ist experimentell so nicht zu realisieren und kann nur in Simulationen modelliert werden.

Wie weiter in Tabelle 5.2 zu sehen ist, stimmen die ermittelten Gleichgewichtsladungszustände für kalten Kohlenstoff aus der Spektrometermessung (vgl. dünnen Folien, Kapitel 5.1) und der Szintillatormessung gut überein. Allerdings weist die Form der gemessenen Verteilungen einen nicht vernachlässigbaren Unterschied auf, wie in Abbildung 5.7 zu erkennen (blaue und grüne Datenpunkte). Die Abweichung der absoluten Werten liegt an der unterschiedlichen Normierung auf fünf beziehungsweise drei Ladungszustände (Summe aller Anteile ist eins). Die relative Abweichung der Verhältnisse ist auf unterschiedliche systematische Fehler der beiden Messmethoden zurückzuführen.

Das auf Diamantdetektoren basierende Ladungsspektrometer ist im Vergleich zum Szintillator die genauere Diagnostik zur Messung der Ladungsverteilung, da es einzelne Ionen detektieren kann. Die größte Fehlerquelle hier ist eine Ungenauigkeit beim Treffen der Detektionsflächen für jeden einzelnen Ladungszustand. Da die einzelnen Ladungszustände mit den verwendeten Quadrupollinsen nicht alle gleichzeitig auf die Detektorebene fokussiert werden können, sind die Detektionsbereiche der einzelnen Ladungszustände verschieden groß (vgl. Abbildung 5.6). Aufgrund der sehr knapp bemessenen Detektionsflächen (vgl. Abbildung 2.8), ist es daher möglich, dass nicht alle Ionen eines Ladungszustandes auf den entsprechenden Detektor treffen. Eine Vergleichsmessung bei der jeweils ein Ladungszustand bestmöglich auf seinen Detektor fokussiert wurde während die anderen sich defokussierten zeigte, dass die Anteile in jedem Ladungszustand bis zu 30% variieren. Im Gegensatz zum Diamant-Ladungsspektrometer deckt die Ladungsverteilungsmessung mit Szintillator und der Hochgeschwindigkeitskamera zwar die ganze Detektionsfläche ab, weist aber eine wesentlich geringere Sensitivität auf. Aufgrund der geringen Teilchenzahl ist die Lichtausbeute am Szintillator minimal und die Kamera muss am Detektionslimit mit maximaler Verstärkung betrieben werden. Insbesondere in den Randberei-

chen der aufgeweiteten Ladungszustände ist das Ionensignal deswegen nicht mehr vom Untergrundrauschen zu unterscheiden. Da die Anzahl der Ionen aber durch Integration aus der zweidimensionalen Verteilung auf dem Kamerabild berechnet wird, werden die Ionen in den zu schwachen Ausläufern der Verteilung nicht mehr mitgezählt.

5.2.2 Simulation der Ladungsverteilung mit FRALMONTE

Die theoretische Berechnung der Ladungsverteilung mit dem FRALMONTE Code (vgl. Anhang A.1.4) verwendet als Plasmaparameter die mit dem RALEF-2D Code simulierten Plasma-profile (vgl. Kapitel 3.5.1). Die Ionen haben einen Eingangsladungszustand von $17+$ und eine Energie von $3,547 \text{ MeV/u}$. Die Simulationen wurden einmal für LTE-verteilte (Saha-Model) und einmal für Non-LTE-verteilte (FLYCHK-Code) Plasmaionisationsgrade sowie für Ein- und Zweifolientargets (KuTa und LaTa) durchgeführt. Des Weiteren wurden, wie auch bei den Hydrodynamiksimulationen, Ladungsverteilungen für verschiedene Zeitschritte von 2 bis 5 ns gerechnet. Abbildung 5.8 zeigt die Ergebnisse der Simulation im Vergleich zu den experimentellen Werten, einmal für die kalte Kohlenstofffolie und einmal für das Plasma. Aufgrund der zeitintegrierten Messung der Ladungsverteilung wurde das Simulationsergebnis über alle Zeitschritte gemittelt und die Variationen über die Zeit als Unsicherheit der Simulation angenommen.

Die Simulation sagt für eine kalte Kohlenstofffolie einen Gleichgewichtsladungszustand von $17,0 \pm 0,1$ voraus, was sehr gut mit dem gemessenen Wert von 17 ± 1 (Spektrometer) beziehungsweise $16,8 \pm 1,2$ (Diamant) und der theoretischen Vorhersage von $16,8$ übereinstimmt (vgl. Tabelle 5.2).

Für ein Plasma ergibt die Simulation einen erniedrigten mittleren Ladungszustand von $16,5 \pm 0,2$. Eine solch große Erniedrigung des Ladungszustandes um 0,5 Einheiten konnte experimentell nicht eindeutig festgestellt werden liegt aber klar im Fehlerbereich des gemessenen Wertes von $16,9 \pm 1,4$ (vgl. Tabelle 5.2). Die Ladungsverteilung, aus der sich der mittlere Ladungszustand berechnet, weist allerdings, wie in Abbildung 5.8b zu sehen, Unterschiede auf. Die Anzahl der Ionen im Ca^{17+} und Ca^{18+} Zustand ist im Experiment wesentlich höher als in der Simulation vorhergesagt.

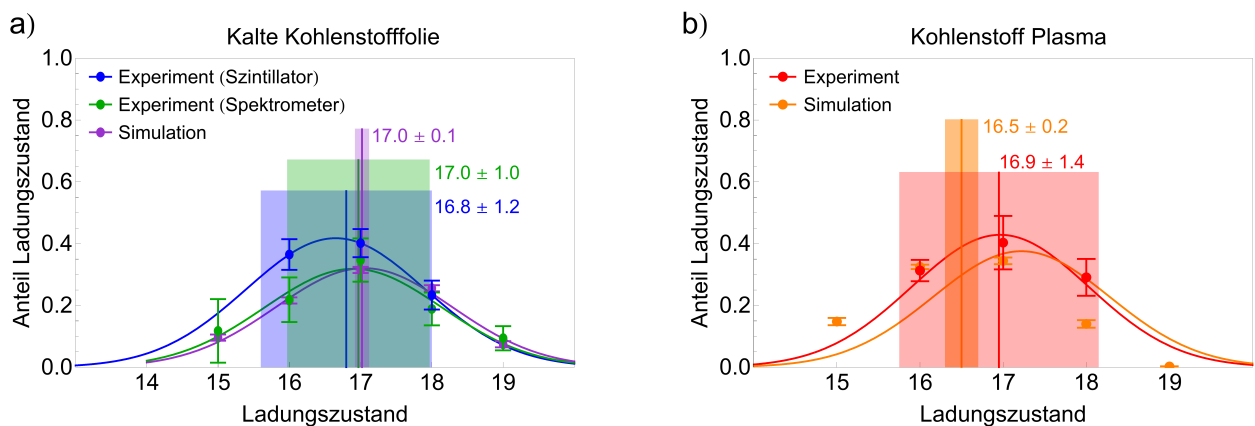


Abbildung 5.8.: Vergleich der experimentellen und simulierten Ladungsverteilungen: a) Ergebnisse für kalte Kohlenstofffolie. b) Ergebnisse für Kohlenstoffplasma.

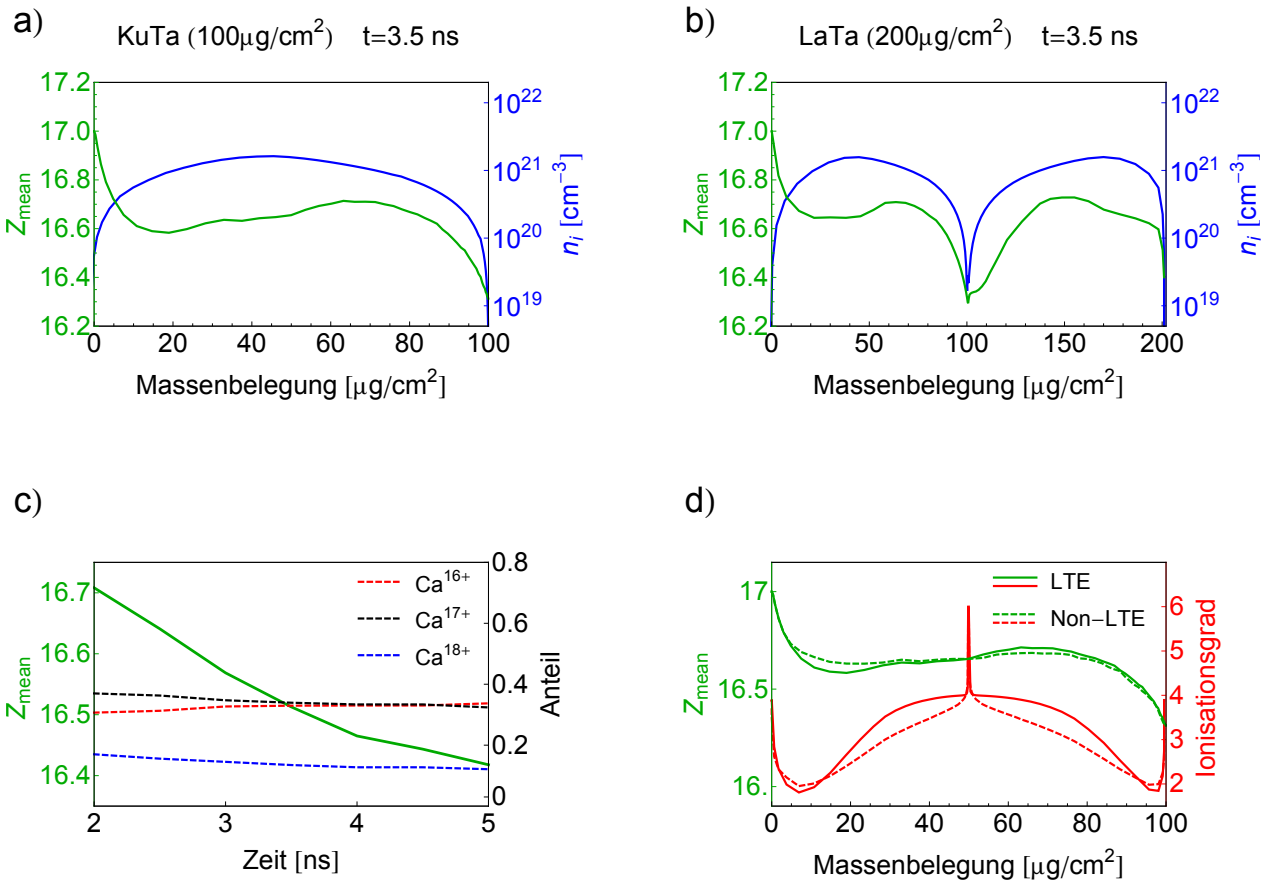


Abbildung 5.9.: Ergebnisse der FRALMONTE Simulation: a) und b): Verlauf des mittleren Ladungszustandes durch das Plasma für ein KuTa- und ein LaTa-Target im Vergleich zum Verlauf der Elektronendichte. Die Werte sind über die Massenbelegung aufgetragen. c) Änderung des mittleren Ladungszustandes und der einzelnen Ladungszustandsanteile über die Zeit. d) Unterschiede des mittleren Ladungszustandes des Projektilions für ein mit LTE Annahme und ein mit Non-LTE Annahme gerechnetes Plasma.

Aus theoretischer Sicht ist es interessant, die Abhängigkeit der Ladungsverteilung von den Plasmaparametern näher zu untersuchen. Abbildung 5.9a und Abbildung 5.9b zeigen die Entwicklung des mittleren Ladungszustandes eines Ions beim Flug durch ein KuTa- beziehungsweise LaTa-Target. Die Variation des mittleren Ladungszustandes folgt im Wesentlichen dem Verlauf der Ionendichte. Dies ist dadurch begründet, dass die Zunahme der Dichte zu einer Verringerung der freien Weglänge der Projektilionen führt und damit die indirekte Ionisationswahrscheinlichkeit über Anregungskaskaden zunimmt. Dieser dichteabhängige Effekt ist auch für die Abnahme des aus dem Plasma austretenden mittleren Ladungszustandes über die Zeit verantwortlich, da das Plasma mit fortschreitender Expansion ausdünnt. Wie in Abbildung 5.9c zu sehen, sinkt der Ladungszustand über die Zeit um 0,3 Einheiten von 16,7 auf 16,4 ab, was hauptsächlich auf einen Rückgang der Teilchenzahl im 18+ Zustand zurückzuführen ist (gestrichelte blaue Linie).

Abbildung 5.9d vergleicht den Verlauf des mittleren Ladungszustandes in einem Target mit einer Folie (KuTa) welches einmal unter LTE Annahme (Saha-Modell) und einmal als Non-LTE Plasma (FLYCHK-Code) gerechnet wurde. Wie zu erkennen ist, bedingen die Unterschiede von maximal 0,5 Einheiten im Plasmaionisationsgrad einen kaum beobachtbaren Unterschied im mittleren Projektilladungszustand von kleiner 0,05. Insbesondere im austretenden Zustand sind die Werte bis auf 0,001 Einheiten identisch.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die angenommenen Umladungsmechanismen, die im Simulationscode berücksichtigt sind, die experimentellen Ergebnisse im Rahmen der Fehler gut beschreiben. Die simulierten Ladungsverteilungen durch das Plasma können hiermit für die weiteren theoretischen Energieverlustrechnungen als Eingangsparameter verwendet werden.

5.3 Energieverlust in schwach gekoppeltem Plasma

Der Energieverlust der Calciumionen im schwach gekoppelten Kohlenstoffplasma wurde experimentell mit einer Flugzeitmessung bestimmt. Dabei wurden sowohl KuTa-Targets mit einer, als auch LaTa-Targets mit zwei Kohlenstofffolien vermessen.

Theoretisch wurde der Energieverlust mit drei Modellen, dem Standard Stopping Model, dem CasP-Code und einem RPA-Code, berechnet.

5.3.1 Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes

Der experimentelle Aufbau für die Energieverlustmessung ist in Abbildung 5.10 schematisch gezeigt. Der mit einer Blende auf einen Durchmesser von $500\text{ }\mu\text{m}$ beschnittene Ionenstrahl passiert das Plasma durch den Hohlraumzylinder und wird anschließend mit zwei Quadrupollinsen auf den $12,13\text{ m}$ entfernten Stoppdetektor abgebildet. Hierbei werden alle Ladungszustände des Ionenstrahls auf einen zeitauflösenden Detektor fokussiert. Dies hat den Vorteil, dass der Ionenstrahl einfach zu justieren ist und ein verglichen mit dem Ladungsspektrometer höherer Strahlstrom für die Messung zur Verfügung steht. Der Ionenpuls benötigt circa 460 ns , um von der Targetposition bis zum Stoppdetektor zu fliegen. Die Verzögerung durch den Energieverlust im kalten Kohlenstoff beziehungsweise im Plasma liegt zwischen 3 und 10 ns .

In der Abbildung 5.10 ist zusätzlich eine Divergenz des Ionenstrahls nach der Blende skizziert. Diese tritt auf, weil der Ionenstrahl zuvor auf die Ebene der Blende fokussiert wurde und somit nicht perfekt parallel durch diese hindurchläuft. Die Divergenz beträgt etwa 1 mrad , was bei einem typischen Abstand von Blende zu Target von 5 bis 10 cm einer Aufweitung des Ionenstrahls

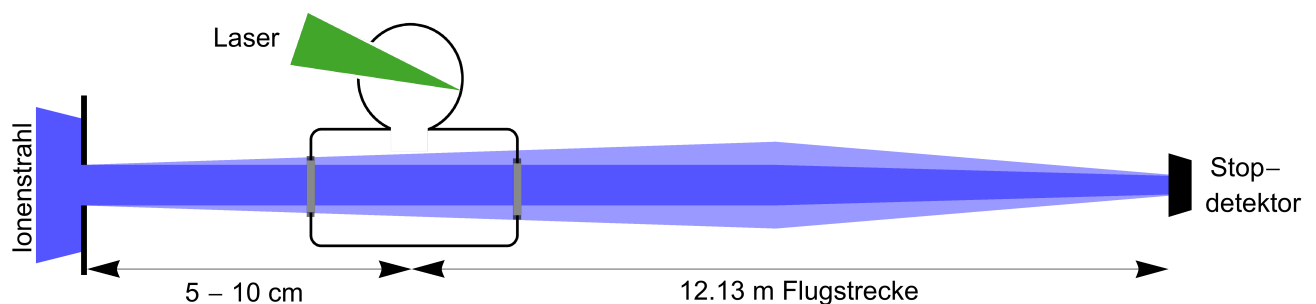


Abbildung 5.10.: Experimenteller Aufbau zur Messung des Energieverlustes mit dem Stoppdetektor. Der Einfluss des aufgeweiteten Strahls auf die Messung variiert mit dem Abstand der Ionenstrahlblende.

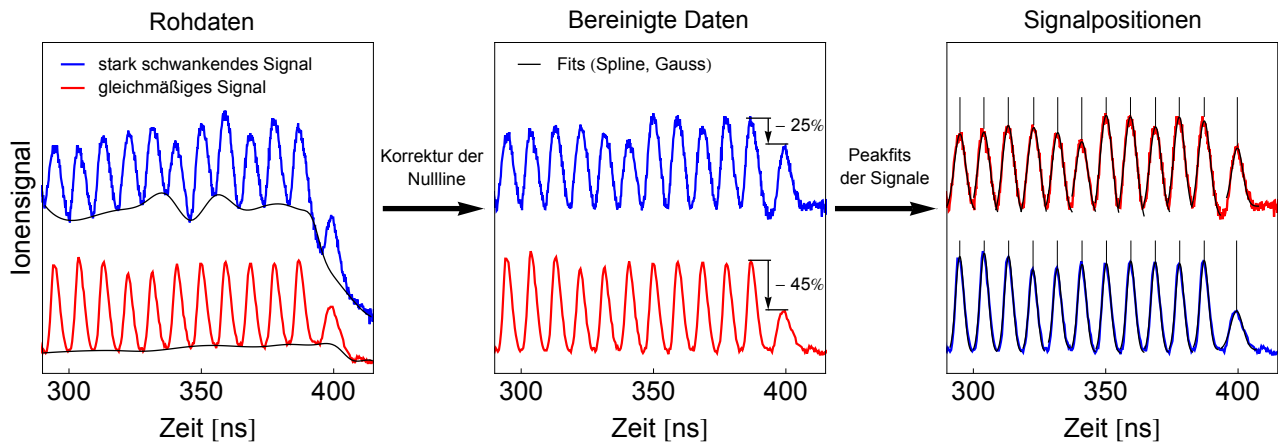


Abbildung 5.11.: Auswerteschritte zur Bestimmung des Energieverlustes aus einer Flugzeitmessung. Die Rohdaten werden zuerst auf eine gemeinsame Nulllinie korrigiert, bevor die Pulspositionen mit einem doppelten Gaussfit bestimmt werden. Die Pulse, die mit dem Plasma wechselwirken, zeigen einen Rückgang der Signalhöhe von bis zu 45%.

um 100 bis 200 μm am Ort der Targetebene entspricht. Je nachdem wann der Ionenpuls den Hohlraum passiert, kann somit ein Teil der Ionen im expandierenden Goldplasma gestoppt werden und am Detektor einen Signalarückgang bewirken. Hierbei wird das Ionensignal allerdings im Gegensatz zu späteren Zeiten ($t > 5 \text{ ns}$) weder zerstört noch erfährt es bei leeren Hohlräumen eine zeitliche Verzögerung (vgl. Kapitel 3.4). Abbildung 5.11 zeigt exemplarisch zwei Messsignale mit einem abgeschwächten Ionenpuls ($\approx 400 \text{ ns}$) nach Wechselwirkung mit dem Plasma. In den Experimenten konnte ein Rückgang der Signalstärke von bis zu 45% beobachtet werden. Interessanterweise ist der Signalarückgang bei Hohlräumen mit Kohlenstoffplasma wesentlich ausgeprägter als bei leeren Hohlräumen (10 – 15 %), was vermuten lässt, dass noch ein weiterer, durch das Kohlenstoffplasma induzierter Prozess zur Verringerung des Ionensignals führt. Dafür spricht auch, dass diese Erniedrigung bereits bei Energieverlustmessungen in direkt lasergeheizten Plasmen beobachtet wurde [Cayzac 2013]. Möglicherweise könnten plasmainduzierte Magnetfelder zu einer Aufstreuung des Ionenstrahls führen oder eine Verbreiterung der Energieverteilung ein Absinken der maximalen Intensität des Pulses bedingen. Allerdings konnte im Rahmen dieser Arbeit keine theoretische Erklärung gefunden werden, die das Absinken des beobachteten Signals quantitativ richtig wiedergeben konnte.

Das plötzliche Einbrechen der Teilchenzahl führt im Diamantendetektor zu Polarisierungseffekten und je nach Detektor - Verstärkerkombination zu einem mehr oder weniger starken Abfall der Nulllinie in der Messkurve (Überschwinger des vorgespannten Detektors). Des Weiteren schwanken die Ionensignale zum Teil erheblich aufgrund einer ungleichmäßigen Extraktion der Ionen aus der Ionenquelle (vgl. Abbildung 5.11).

Beide Verzerrungseffekte müssen zur Auswertung des Energieverlustes zunächst aus dem Ionensignal herausgerechnet werden. Dies geschieht durch Anpassung einer Spline-Funktion an die Pulsminima und anschließender Subtraktion dieser Funktion von den Messdaten. Sind die Signale auf eine gemeinsame Nulllinie korrigiert, wird die Position der einzelnen Pulse mit dem Anfitten einer Gaussfunktion bestimmt. Alternative Methoden zur Positionsbestimmung, wie das Anfitten einer doppelten Gaussfunktion, einer asymmetrischen Gaussfunktion oder die An-

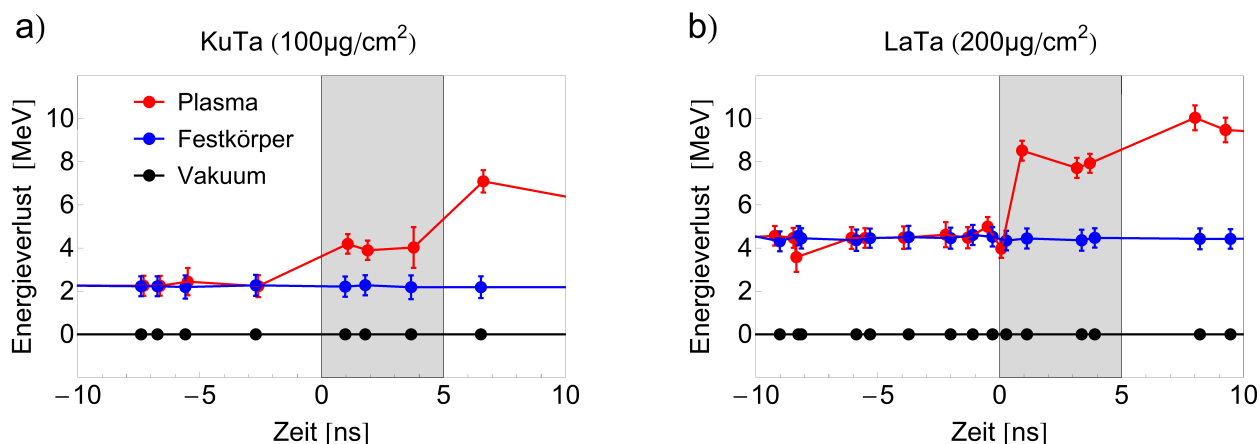


Abbildung 5.12.: Experimentelle Ergebnisse der Energieverlustmessung in absoluten Einheiten von MeV für das KuTa- und LaTa-Target. Eine doppelte Massenbelegung zeigt erwartungsgemäß eine Verdopplung des Energieverlustes.

wendung der Schwerpunktmethode, führten innerhalb der Fehler zu gleichen Ergebnissen. Der Fehler auf die zeitliche Position im Plasma wurde über die Positionsvariation der Pulse im kalten Kohlenstoff (Bereich vor dem letzten Puls im Plasma) abgeschätzt und beträgt $\pm 0,5$ ns.

Im Experiment wurde zusätzlich zur Messung der Pulsverzögerung im Plasma eine Referenzmessung in kaltem Kohlenstoff und eine im Vakuum durchgeführt. Anschließend wurden die zeitlichen Positionen der Pulse für jede dieser Messungen bestimmt. Durch Subtraktion der Referenzposition des Vakuumsignals von den zeitlichen Positionen der Pulse in kalter Materie beziehungsweise im Plasma, kann direkt die absolute zeitliche Verzögerung bestimmt und mit Gleichung 2.1 der absolute Energieverlust berechnet werden.

Die Ergebnisse der Energieverlustmessung in absoluten Einheiten von MeV sind in Abbildung 5.12 für das KuTa- und LaTa-Target gezeigt. In kaltem Kohlenstoff wurde beim KuTa ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) ein Energieverlust von $(2,2 \pm 0,2)$ MeV und beim LaTa ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) ein Energieverlust von $(4,5 \pm 0,2)$ MeV gemessen. Wie zu erwarten, verdoppelt sich der absolute Energieverlust bei Verdopplung der Massenbelegung. Im Plasma wurde ein Energieverlust von

	Totaler Energieverlust		Stopping Power	Relative Stopping Power
Massenbelegung	100 μg/cm ²	200 μg/cm ²	keV/(μg/cm ²)	%
	MeV			
Festkörper	2,2 ± 0,2	4,5 ± 0,2	22 ± 3	100
Plasma	4,0 ± 0,3	8,1 ± 0,4	40 ± 4	180

Tabelle 5.3.: Ergebnisse der Energieverlustmessungen von Calciumionen in kaltem Kohlenstoff und in schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma.

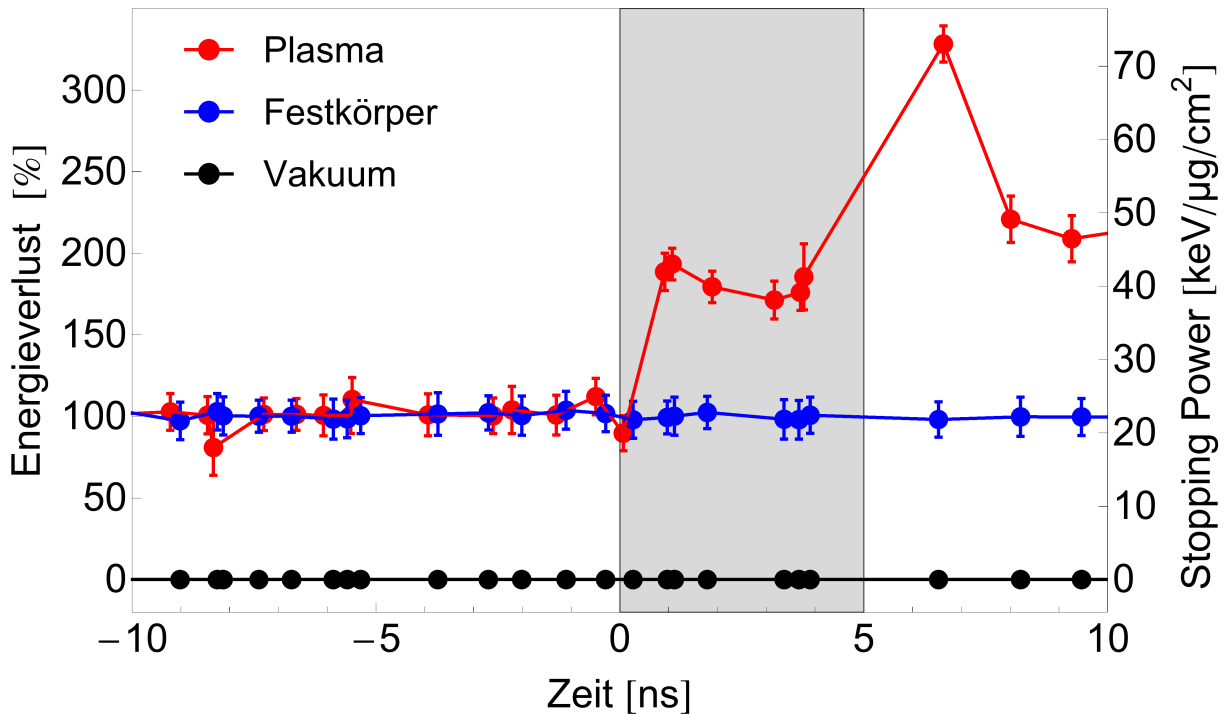


Abbildung 5.13.: Ergebnisse der Energieverlustmessung in schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma in relativen Einheiten. Der Energieverlust im Kohlenstoffplasma ist um über 80% erhöht im verglichen mit dem Energieverlust in kaltem Kohlenstoff.

$(4,0 \pm 0,3)$ MeV (KuTa) beziehungsweise $(8,1 \pm 0,4)$ MeV (LaTa) gemessen. Dies entspricht einer Erhöhung des Energieverlustes im Plasma von circa 80% im Vergleich zum Festkörper, wie in Abbildung 5.13 gezeigt. Eine Übersicht der Ergebnisse ist in Tabelle 5.3 gezeigt.

5.3.2 Vergleich der Ergebnisse mit Energieverlusttheorien

Die experimentellen Daten werden mit drei theoretischen Ansätzen verglichen, dem Standard Stopping Model (SSM, vgl. Kapitel 1.5.1), den Vorhersagen des CasP-Codes (vgl. Anhang A.1.6) und einer RPA-Rechnung (vgl. Kapitel 1.5.3). Für die Berechnung des Energieverlustes beziehungsweise der Stopping Power wird zum einen die Verteilung der Ionisationsgrade aus den RALEF-2D Simulationen benötigt und zum anderen die Entwicklung des Projektilladungszustandes im Target aus den FRALMONTE Rechnungen.

Damit wird zunächst für jeden räumlichen Punkt im Plasma (das Plasma ist in 60 räumliche Simulationszellen unterteilt) jeweils für die einzelnen Ionisationsgrade der Plasmaionen und für die freien Elektronen die Stopping Power berechnet (vgl. ausführliche Erläuterung in Kapitel 1.5). Die gesamte Stopping Power in jeder Simulationszelle ergibt sich über die nach Ladungszuständen gewichtete Summation nach Gleichung 1.42. Der gesamte im Plasma erfahrene Energieverlust errechnet sich schließlich durch Integration über die gesamte Massenbelegung, also alle Punkte im Plasma.

$\frac{dE}{dx}$	SRIM keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	SSM keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	CasP keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	RPA keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Experiment keV/($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Festkörper	22,5		21,9		22 ± 3
Plasma		$36,3 \pm 3,6$	32 ± 3	$34,5 \pm 3,5$	40 ± 4

Tabelle 5.4.: Stopping Power Vorhersagen verschiedener Modelle im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen.

Diese Rechnungen wurden für jeden Zeitschritt der Plasmasimulationen (2 – 5 ns) durchgeführt. Als Mittelwert und Fehler des simulierten Energieverlustes wurde das Mittel über alle Zeitschritte und die entsprechende statistische Schwankung angenommen. Außerdem wurden die Rechnungen einmal mit LTE-verteilten und einmal mit Non-LTE-verteilten Plasmaionisationsgraden durchgeführt. Die Vergleichswerte für den Energieverlust in kalter Materie wurden mit dem SRIM-Code und dem CasP-Code bestimmt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst und in Abbildung 5.14a dargestellt. Die Werte für den Festkörper laut SRIM und CasP stimmen erwartungsgemäß sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Anders ist dies bei den theoretischen Ergebnissen für den Energieverlust im Plasma. Alle drei Modelle sagen geringere Werte für den Energieverlust voraus als gemessen wurden. Im Mittel liegen die Modelle bis zu 15%, zu frühen Zeiten sogar bis zu 30% unter den gemessenen Werten. Das kombinierte RPA-Modell, in dem CasP für den Energieverlust an gebundene Elektronen und die dielektrische RPA-Rechnung für den Energieverlust an freien Elektronen verwendet wurde, beschreibt die Daten, insbesondere zu späten Zeiten am besten. Das SSM, sagt nahezu identische Werte wie das kombinierte RPA-CasP-Modell voraus. Es ist allerdings zu erwarten, dass das SSM aufgrund der fehlenden korrekten Berücksichtigung der Projektilabschirmung die Ergebnisse etwas überschätzt.

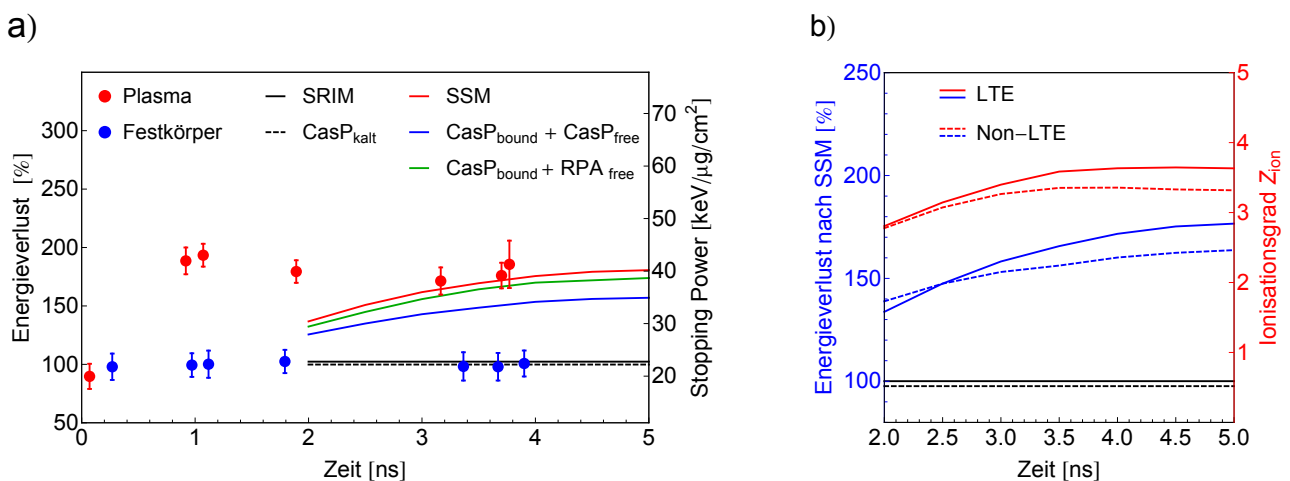


Abbildung 5.14.: a) Vergleich von verschiedenen Theorien (Rechnung mit LTE-Plasma) mit den experimentellen Daten. b) Vergleich zwischen Rechnungen der gleichen Theorie (SSM) einmal mit einem LTE und einmal mit einem Non-LTE Plasma.

Abbildung 5.14b zeigt den Verlauf des Energieverlustes nach dem SSM über die Zeit für zwei verschiedene Plasmen, in denen die Besetzung der Ionisationsgrade einmal LTE-verteilt (Saha-Model) und einmal Non-LTE-verteilt (FLYCHK-Code) angenommen wurde. Wie zu erkennen, folgt der Verlauf des Energieverlustes über die Zeit im Wesentlichen dem Verlauf des Ionisationsgrades. Eine Verringerung des Ionisationsgrades führt zu einer Verringerung des Energieverlustes. Physikalisch kann dies durch eine geringere Anzahl an freien Elektronen im Plasma erklärt werden, die einen verhältnismäßig höheren Anteil am Energieverlust ausmachen als die gebundenen Elektronen (vgl. Kapitel 1.4). Da die LTE Rechnungen einen etwas höheren Ionisationsgrad vorhersagen, ist der Energieverlust hier größer.

Die Abweichung der theoretischen Vorhersagen von den experimentellen Daten ist entweder auf neuartige, also so in der Energieverlusttheorie noch nicht berücksichtigte, Wechselwirkungsprozesse oder auf Fehler in den Eingangsparametern, also den Hydrodynamik- beziehungsweise den Ladungsverteilungssimulationen, zurückzuführen.

Parametersensitivität der Simulationen und Fehlerdiskussion

Um den Einfluss möglicher Fehler in den Eingangsparametern abschätzen zu können, ist es sinnvoll die Empfindlichkeit der Energieverlustergebnisse auf eine Änderung der Eingangsparameter zu untersuchen. Hierzu wurde zum einen der Ladungszustand des Projektils und zum anderen der mittlere Ionisationsgrad des Plasmas variiert und der Einfluss auf die Energieverlustergebnisse betrachtet. Typischerweise hängt der Energieverlust aufgrund der direkten Z_p^2 Abhängigkeit der Stopping Power empfindlich vom Ladungszustand des Projektils und weniger vom Ionisationsgrad, also dem Verhältnis gebundener zu freien Elektronen, ab. Abbildung 5.15a zeigt den relativen Einfluss auf den Energieverlust bei einer Variation der mittleren Projektilladung Z_{mean} beziehungsweise des mittleren Ionisationsgrades Z_{ion} um $\pm 10\%$. Der Einfluss der Projektilladung ist hierbei um eine Größenordnung stärker, das heißt ein kleiner Fehler in der Berechnung des Projektilladungszustandes mit dem FRALMONTE Code kann einen großen Unterschied im berechneten Energieverlust erzeugen. Um den gemessenen Energieverlust bei gleichbleibenden Plasmaparametern zu erklären, müsste der Projektilladungszustand aber je nach Theorie $Z_{mean} = 18,9$ bis zu $19,5$ sein. Eine solch drastische Erhöhung des Ladungszustandes konnte aber experimentell nicht festgestellt werden.

Der FRALMONTE Code berechnet die Ladungsverteilung allerdings auf Basis der mit dem RALEF-2D Code simulierten Plasmaparameter. Dass heißt, eine Variation der Plasmaparameter wirkt sich gleichzeitig auf den Ladungszustand und den Energieverlust aus. Aus diesem Grund ist es sinnvoll die Plasmaparameter zu variieren und die dadurch bedingte Sensitivität beziehungsweise relative Änderung des Projektilladungszustandes und des Energieverlustes zu vergleichen.

Dieser Vergleich ist in Abbildung 5.15b gezeigt. Die Plasmaparameter weisen über die Zeit, gemessen am zeitlichen Mittelwert, eine Variation von $\pm 13\%$ auf. Wie zu sehen, steigt der Energieverlust im gleichen Verhältnis wie der Plasmaionisationsgrad an, während der Projektilladungszustand sich kaum ändert und sogar leicht absinkt. Dies liegt daran, dass der Projektilladungszustand hauptsächlich von der Teilchendichte und kaum vom Plasmaionisationsgrad beeinflusst wird (vgl. hierzu auch Abbildung 5.9). Damit lässt sich Folgendes schlussfolgern: Da der Projektilladungszustand vor allem von der Plasmadichte und weniger vom Ionisationsgrad abhängt und die simulierten Werte gut mit den experimentellen übereinstimmen, ist ein möglicher Fehler eher in den RALEF-2D Hydrosimulationen als in den FRALMONTE Rechnungen der Ladungsverteilung zu erwarten.

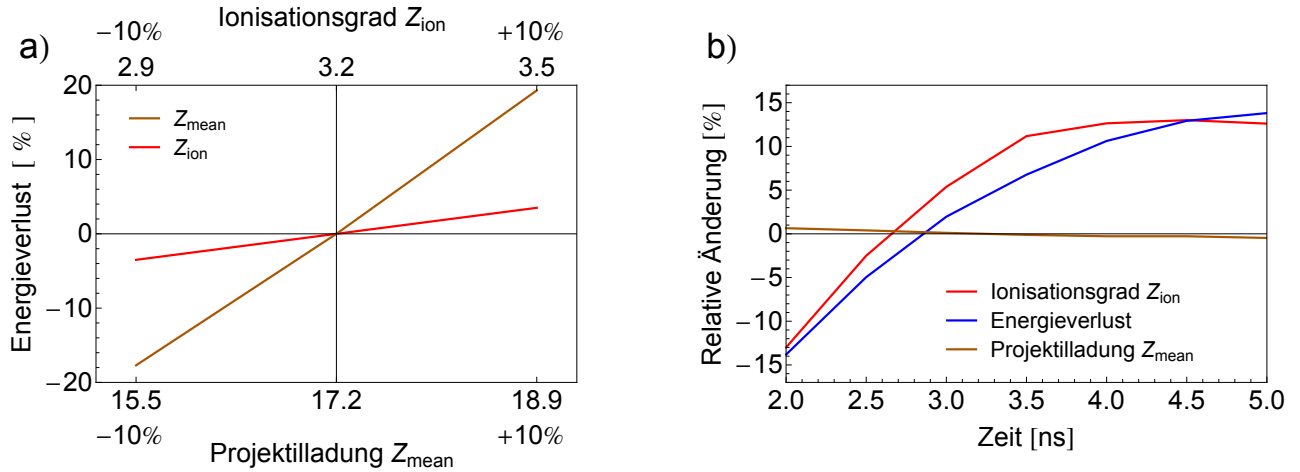


Abbildung 5.15.: a) Relative Sensitivität des Energieverlustes auf Variationen des Projektilladungszustandes bzw. des Plasmaionisationsgrades. b) Relative Sensitivität des Projektilladungszustandes bzw. des Energieverlustes bei Variation der Plasmaparameter.

Mögliche Fehler der Hydrosimulationen können hierbei auf Ungenauigkeiten in den verwendeten Zustandsgleichungen (EOS), den spektralen Absorptionskoeffizienten und den Opazitäten zurückzuführen sein. Außerdem könnten die im Experiment vorhandenen Variationen der Laserenergie zwischen 140 und 180 J einen größeren Einfluss auf die Temperatur beziehungsweise den Plasmazustand im Sekundärhohlraum haben als zunächst angenommen. Die experimentell bestimmten Strahlungstemperaturen in den Hohlräumen sowie die bestimmten Plasmaparameter weisen aber auf keine auffälligen Abweichungen hin.

5.4 Zusammenfassung experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden die experimentellen Ergebnisse der Ladungsverteilungs- und Energieverlustmessung von Ca^{17+} Ionen in einem schwach gekoppelten Plasma vorgestellt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die gemessene Ladungsverteilung stimmt im Rahmen der Fehler gut mit den simulierten Vorhersagen überein. Insbesondere konnte im Experiment bestätigt werden, dass sich der mittlere Ladungszustand im teilionisierten Plasma nicht signifikant erhöht. Damit ist der gemessene Energieverlust nur auf den Coulomblogarithmus, also den Plasmaeffekt mit den freien Elektronen zurück zu führen. Es wurde ein Anstiegs des Energieverlustes im Plasma von +80% gemessen und mit aktuellen Theorien verglichen. Die theoretischen Vorhersagen unterschätzen die Messwerte hierbei, insbesondere zu frühen Zeiten, um ca. 15%. Der Grund für diese Abweichung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden. Allerdings konnte die Berechnung des Projektilladungszustandes als Fehlerquelle ausgeschlossen werden und die gemessene Abweichung ist entweder auf Fehler der simulierten Plasmaparameter oder auf unzureichende Stopping Power Modelle zurückzuführen.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind in Vorbereitung zur Publikation [Ortner 2015a].



Schlussfolgerungen und Ausblick

5.5 Zusammenfassung und Verbesserungsvorschläge

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein spezieller Doppelhohlraum zur Erzeugung von schwach gekoppeltem Kohlenstoffplasma ($\Gamma = 0,1 - 0,5$) entwickelt und mit Simulationen sowie in Experimenten ausführlich charakterisiert. Erstmals konnte in einem solch dichten und nicht-idealen Plasma präzise der Energieverlust und die Ladungsverteilung eines Ionenstrahls vermessen werden.

In einer simulierten Parameterstudie wurden die Umladungsprozesse von Projektionen in einem Plasma für einen weiten Plasmaparameterbereich untersucht mit Schwerpunkt auf den Bereich kalter und schwach gekoppelter Plasmen. Ein Hauptergebnis dieser Studie ist, dass sich im kalten Plasma Bereiche finden lassen, in denen sich der mittlere Projektilladungszustand gegenüber dem in kalter Materie überraschenderweise erniedrigt. Dieser Effekt konnte auf eine Resonanz in der dielektronischen Rekombination zurückgeführt werden. Die experimentell bestimmten Werte der Ladungsverteilung stimmen im Rahmen der Fehler mit den Vorhersagen der Simulationen überein.

Die experimentelle Messung des Energieverlustes ergab einen Anstieg von etwa 80% im Plasma verglichen zum Energieverlust im kalten Festkörper. Die gemessenen Werte liegen damit bis zu 15% über den theoretischen Vorhersagen. Eine genauere Analyse der Simulationen des Energieverlustes ergab, dass ein geringer Fehler in der Berechnung des Plasmaionisationsgrades bereits eine signifikante Auswirkung auf das Ergebnis des Energieverlustes hat. Mögliche Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sind daher entweder auf unzureichende Modelle für den Energieverlust in schwach gekoppeltem Plasma oder auf Fehler in der Hydrodynamik Simulation, insbesondere bei der Berechnung des Plasmaionisationsgrad, zurückzuführen.

Der nächste Schritt zu einer besseren Überprüfung der Abweichungen ist, zunächst die Plasmaparameter präziser zu messen und die Hydrodynamik Simulationen auf ihre Richtigkeit zu überprüfen. Der Schwerpunkt muss hierbei auf der korrekten und zuverlässigen Bestimmung des Plasmaionisationsgrades liegen.

Auf experimenteller Seite könnte mit folgenden Maßnahmen eine Verbesserung erzielt werden. Eine Möglichkeit das Dichteprofil des Kohlenstoff-Gold-Plasma Gemisches im Inneren des Hohlraums zu ermitteln, wäre das Plasma mit Röntgen- [Landen 2001; Marshall 2009] oder Protonenstrahlen [Hogan 1999; Li 2013] zeitaufgelöst durch einen Diagnostikschlitz in der Hohlraumwand zu radiographieren. Des Weiteren könnte das Diagnostikverfahren der Thomsonstreuung [Gibbon 2005] zur Charakterisierung des Plasmas verwendet werden. Für alle drei Messverfahren muss allerdings eine effiziente Röntgen- oder Protonenquelle zu Verfügung stehen. Diese könnte beispielsweise mit einem weiteren Hochleistungslaser erzeugt werden. Für eine präzise Röntgenradiographie oder Thomsonstreuungsmessung bieten sich außerdem freie Elektronenlaser und für Protonenradiographie entsprechende Protonenbeschleuniger an.

Auf theoretischer Seite kann der Hydrodynamik Simulations-Code durch spezielle Referenzmessungen auf seine Qualität überprüft werden. Eine weitere Möglichkeit ist, statt einem Hydrodynamik-Code einen komplexeren Simulations-Code zu verwenden, der das Plasma im Rahmen der kinetischen Theorie berechnet. Diese Codes haben den Vorteil, dass sie wesentlich

genauer den Anteil der Teilchen in jedem Ionisationszustand berechnen können, da sie die Rattengleichungen für die Ionisations- und Rekombinationsprozesse im Plasma lösen. Allerdings gibt es im Moment keinen Simulations-Code, der die gegebene komplexe Geometrie berechnen könnte¹.

5.6 Ausblick auf fortgeschrittene Experimente

Trotz gewisser Unsicherheiten an der genauen Kenntnis des Plasmazustands ist das vorgestellte Verfahren mittels indirekter Laserheizung unter Verwendung von Goldhohlräumen ein dichtes Plasma zu erzeugen ein vielversprechender Ansatz, um die Wechselwirkungen mit einem solchen Plasma zukünftig besser zu untersuchen und zu verstehen.

5.6.1 Experiment mit langsamen Ionen

Ein mögliches fortgeschrittenes Experiment wäre das schwach gekoppelte Plasma nun mit langsamen Ionen zu untersuchen und so in den Bereich der nicht-linearen Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung (Nichtidealitätsparameter $\gamma > 0,1$ [Gericke 2002]) nahe dem Stopping Maximum (Bragg-Peak) vorzudringen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits erste Experimente diesbezüglich mit dem in [Cayzac 2013] vorgeschlagenen Experimentaufbau, durchgeführt. In diesem Ansatz werden die Ionen zunächst kurz vor dem Hohlraum mit Hilfe einer Bremsfolie auf Energien bis zu 200 keV/u abgebremst, propagieren dann durch das dichte Plasma und werden 50 cm hinter dem Plasma mit einem schnellen Diamantdetektor detektiert. In den Testexperimenten hat sich allerdings gezeigt, dass der Detektor vom intensiven Röntgenlicht und dem erzeugten elektromagnetischen Puls (EMP) komplett gesättigt wird und damit nicht mehr sensitiv für die eintreffenden Ionen ist. Hier muss zunächst eine bessere experimentelle Methode entwickelt werden, in der die Abschirmung des Detektors effizienter oder der Detektor weiter weg beziehungsweise aus der Sichtlinie des Plasmaleuchtens platziert wird. Eine Möglichkeit wäre beispielsweise die Ionen nach der Wechselwirkung mit einem Magneten in eine komplett mit Blei abgeschirmte Box mit dem Ionendetektor zu leiten, wie in Abbildung 5.16 gezeigt.

¹ Persönliche Kommunikation mit M. M. Basko

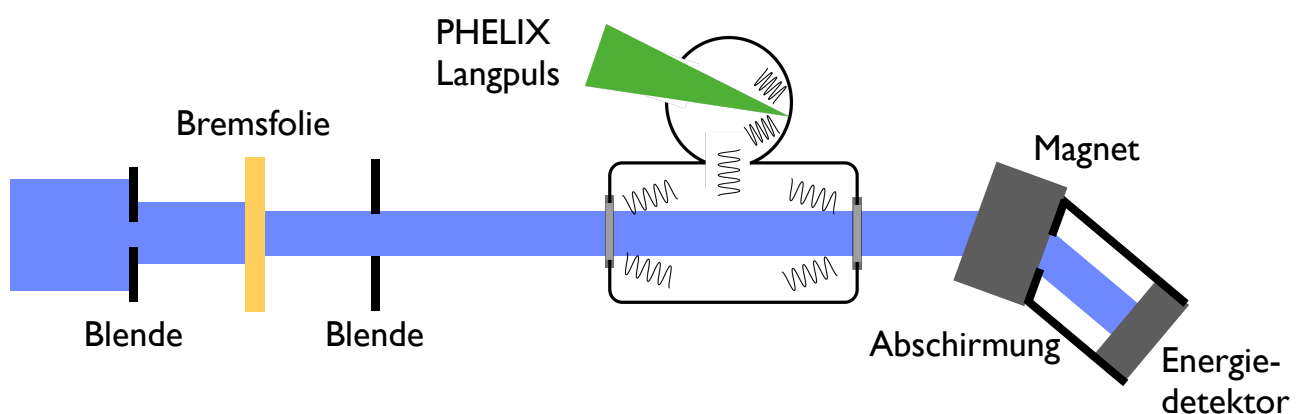


Abbildung 5.16.: Experimenteller Aufbau zum Abbremsen von Ionen mit einer Bremsfolie und zur Messung des nicht-linearen Energieverlustes in einem leicht gekoppelten Plasma nahe dem Stopping Maximum.

5.6.2 Experimente mit laserbeschleunigten Ionen

Ein weiterer interessanter Bereich für fortgeschrittene Experimente in Richtung des „Proton Fast Ignition“-Ansatzes ist, die dichten Plasmen mit laserbeschleunigten Ionen zu untersuchen [Gauthier 2013]. Dies hätte insbesondere den Vorteil, dass nicht zwingend ein Experimentierplatz mit Hochenergielaser und Beschleunigeranlage benötigt wird und die Experimente grundsätzlich an einer Vielzahl von Hochenergielaseranlagen durchgeführt werden könnten. Mit dem bekannten TNSA-Mechanismus [Snavely 2000; Wilks 2001] lassen sich Ionen mit Energien von 1 – 30 MeV/u erzeugen. Die so erzeugten Ionen haben typischerweise ein, zu hohen Energien hin, exponentiell abfallendes Energiespektrum und eine hohe räumliche Divergenz. Um diese Ionen sinnvoll für Energieverlustexperimente nutzen zu können werden deswegen energieselektive und strahlbegrenzende beziehungsweise -fokussierende Elemente benötigt.

Experimente an der LIGHT-Beamline, GSI

Im Rahmen des LIGHT²-Projektes [Busold 2014] wurde am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt in den letzten Jahren eine auf Beschleunigertechnik ba-

² Laser Ion Generation, Handling and Transport

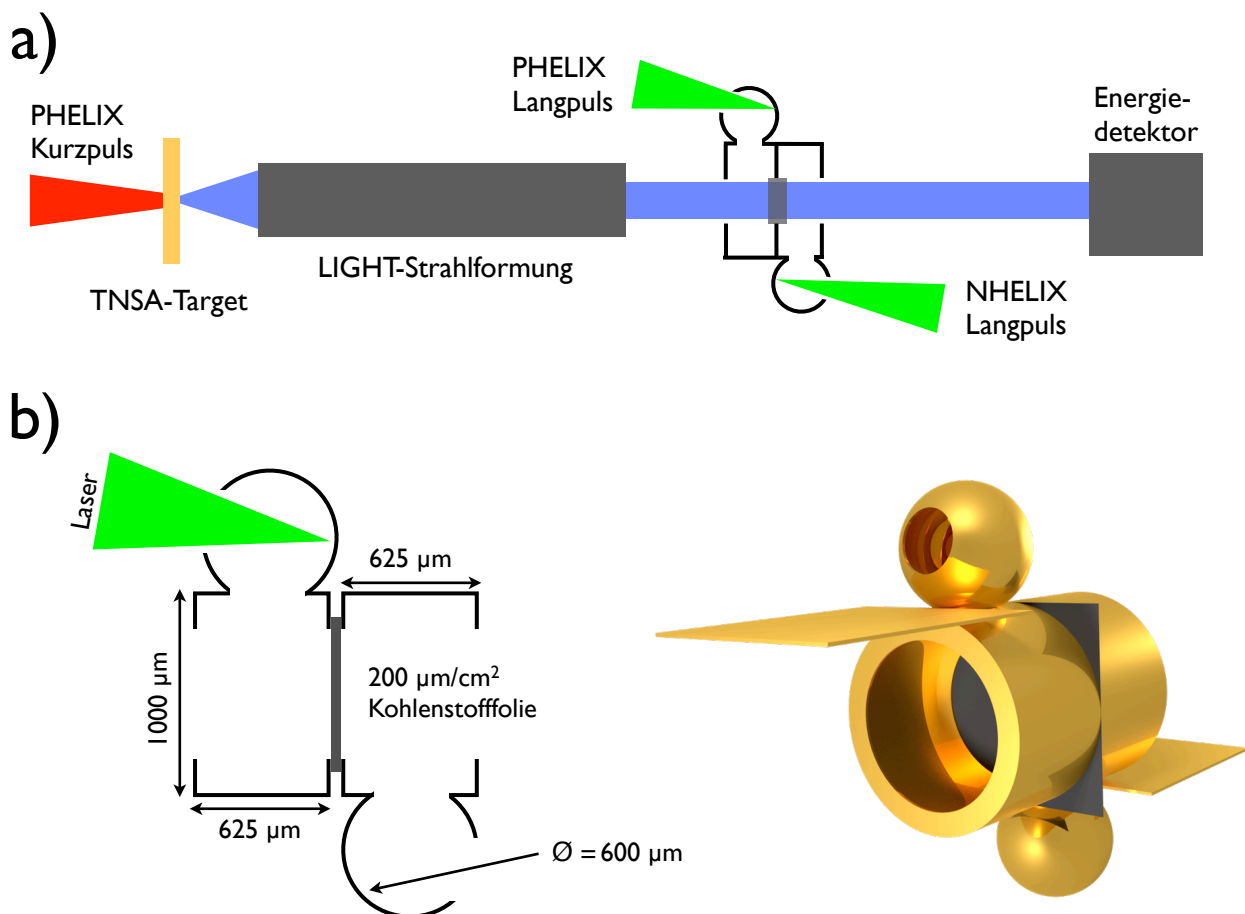


Abbildung 5.17.: a) Aufbau für ein Energieverlustexperiment an der LIGHT-Strahlführung. b) Fortgeschrittenes Hohlraumtarget bestehend aus zwei KuTa-Targets. Damit kann eine dickere Kohlenstofffolie zweiseitig in einen dichten gekoppelten Plasmazustand geheizt werden.

sierende Strahlführung für laserbeschleunigte Ionen entwickelt. Damit könne aktuell kurze Protonenpulse mit Energien im Bereich von 6 bis 12 MeV/u [Busold 2014] und in Zukunft auch Schwerionen (C,F,O) mit Energien von 2 bis 4 MeV/u erzeugt werden. Ein großer Vorteil dieser Strahlführung ist, dass damit ein kurzer Ionenpuls (Pulslänge $< 0,5$ ns) mit einer schmalen Energieverteilung ($\Delta E/E$ im wenige % Bereich) erzeugt und einige Meter von der Ionenquelle entfernt auf ein Target fokussiert werden kann. Der Abstand zur Quelle verhindert, dass das Plasmataarget von Sekundärteilchen wie Elektronen oder Photonen getroffen wird und damit beispielsweise eine unerwünschte zusätzliche Heizung erfährt.

Abbildung 5.17a zeigt den experimentellen Aufbau für ein solches Experiment. Der von der LIGHT-Strahlführung zur Verfügung gestellte Ionenstrahl wird durch den Hohlraum geschossen und anschließend mit einem Magneten aus der Sichtlinie des heißen Plasmas gelenkt und auf einen Detektor geleitet. Zur Messung des Energieverlustes bietet sich eine Flugzeitmessung, ein Magnetspektrometer oder, bei ausreichend geringer Teilchenzahl, ein energieauflösender Halbleiterdetektor an.

Abbildung 5.17b zeigt den Vorschlag für ein fortgeschrittenes Hohlraumtarget, dass mit zwei LangpulsLasern geheizt wird (hierzu könnte beispielsweise der PHELIX-Langpulsstrahl und eine weiter hochverstärkten Version des NHELIX-Langpulses oder ein in zwei Strahlen aufgeteilter PHELIX-Langpuls verwendet werden). Die Röntgenstrahlung wird in den zwei Kugelhohlräumen erzeugt und heizt eine mittig angebrachte Kohlenstoffolie volumetrisch in einen dichten Plasmazustand. Diese Konfiguration hat den Vorteil, dass die Probe beidseitig geheizt wird, was es erlaubt, eine dickere Folie mit einer höheren Massenbelegung von bis zu $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ zu verwenden. Aufgrund der volumetrischen Heizung und der vergleichsweise langsamen Expansion kann damit eine höhere Plasmadichte erzeugt und für einige Nanosekunden aufrecht erhalten werden. Das vorgeschlagene Hohlraumtarget besteht im Wesentlichen aus zwei aneinander gesetzten KuTa-Targets. Die Verwendung solch eines Targets hätte den Vorteil, dass die Targetgeometrie bereits gut charakterisiert und verstanden ist und im Targetlabor der TU Darmstadt routiniert gefertigt werden kann.

Experimente am VULCAN Laser, RAL

Abbildung 5.18a zeigt einen Vorschlag für ein Experiment wie es beispielsweise an der Target Area West (TAW) des VULCAN Lasers am Rutherford Appleton Laboratory in England durchgeführt werden könnte. Hier besteht die Möglichkeit bis zu sechs Hochenergie-LangpulsLaserstrahlen mit bis zu zwei Hochleistungs-KurzpulsLasern in einer Targetkammer zu kombinieren. Die LangpulsLaser würden hier zur Heizung des Plasmas und die KurzpulsLaser wahlweise zur Erzeugung von laserbeschleunigten Ionen oder zur Erzeugung von intensiven Röntgenstrahlen zur Radiographie des Hohlraumplasma verwendet werden. Zur Untersuchung der Ionen-Plasma-Wechselwirkung müsste aus dem Energiespektrum der laserbeschleunigten Ionen, zum Beispiel mit Hilfe von Magneten und Blenden, zunächst ein schmaler Energiebereich ausgeschnitten werden. Dieser propagiert dann durch das Hohlraumplasma und wird anschließend mit einem weiteren Magneten aus der Sichtlinie des Plasmas gelenkt und detektiert. Je nach vorhandener Teilchenzahl und nötigem Auflösungsvermögen könnten zur Messung des Energieverlustes wiederum eine Flugzeitmessung, ein Magnetspektrometer (z.B. Thomson-Parabel) oder ein energieauflösender Halbleiterdetektor eingesetzt werden.

Abbildung 5.18b zeigt ein Beispiel für einen möglichen Hohlraum, mit dem ein entsprechendes Plasma erzeugt werden könnte. Der Hohlraum wird hierbei mit vier LangpulsLasern (je $80 - 150$ J in $1 - 2$ ns mit $\lambda_L = 528$ nm) geheizt. Die erzeugte Röntgenstrahlung heizt wiederum

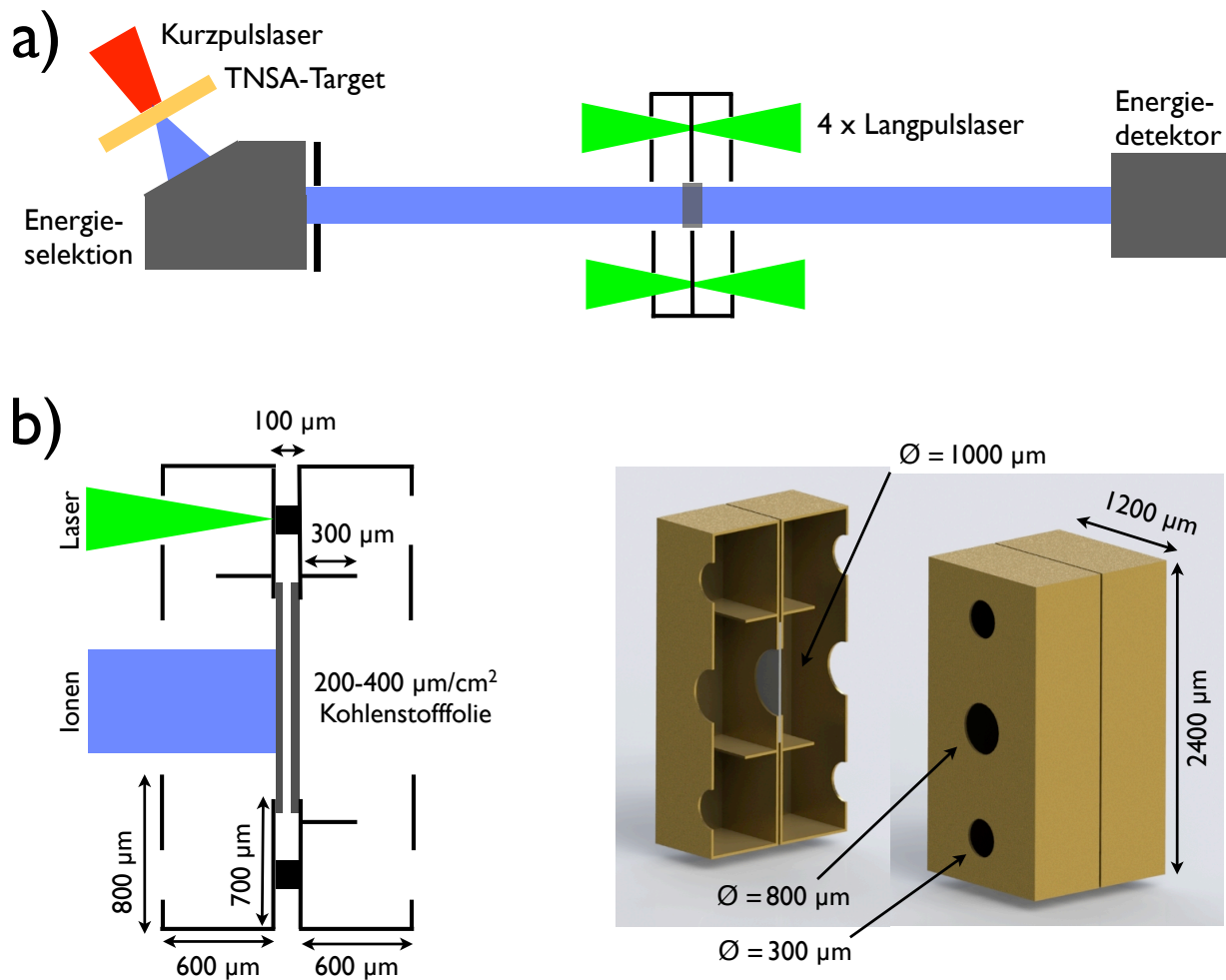


Abbildung 5.18.: a) Experimenteller Aufbau für ein Energieverlustexperiment mit laserbeschleunigten Ionen wie es in der Target Area West am RAL durchgeführt werden könnte. b) Geometrie-vorschlag für ein fortgeschrittenes Hohlraumtarget. Der Hohlraum wird mit vier Langpulslasern geheizt und erzeugt ein sehr isotropes Strahlungsfeld mit thermischer Röntgenstrahlung. In der Mitte sind zwei dickere Kohlenstofffolie platziert, die beidseitig volumetrisch geheizt werden und nach kurzer Expansionszeit miteinander kollidieren.

eine dickere Kohlenstofffolie sehr symmetrisch und homogen in einen gekoppelten Plasmazustand. Die höhere Gesamtenergie der vier Heizlaser ermöglicht es, das Hohlraumvolumen zu vergrößern und damit das abströmende Goldplasma der Hohlraumwände besser vom kritischen Wechselwirkungsbereich auf der Ionenstrahlachse fernzuhalten. Eine weitere vielversprechende Möglichkeit einen gekoppelteren Plasmazustand zu erschließen wäre zwei Kohlenstofffolien nahe beieinander in die Mitte des Hohlraums zu platzieren und so gezielt ein kollidierendes Plasma mit wesentlich höheren Dichten zu erzeugen [Rancu 1999; Aschke 1999].



Publikationsliste

Autor

1. **A. Ortner**, W. Cayzac, F. Wagner, D. Schumacher, A. Blazevic, A. Frank, S. Faik, M. M. Basko, A. Tauschwitz, S. Busold, S. Bedacht, D. Kraus, O. Deppert und M. Roth, *Stopping of calcium ions in dense and moderately coupled carbon plasma*, to be submitted to Physical Review E (2015).
2. **A. Ortner**, A. Frank, A. Blazevic und M. Roth, *Role of charge transfer in heavy-ion-beam-plasma interactions at intermediate energies*, Physical Review E, **91**, 023104, (2015).
3. **A. Ortner**, S. Faik, D. Schumacher, M. M. Basko, A. Blazevic, S. Busold, S. Bedacht, W. Cayzac, A. Frank, D. Kraus, T. Rienecker, G. Schaumann, A. Tauschwitz, F. Wagner und M. Roth, *A novel double hohlraum target to create a moderately coupled plasma for ion stopping experiments*, Nuclear Instruments and Methods B, **343**, 123–131, (2015).
4. **A. Ortner**, D. Schumacher, A. Frank, W. Cayzac, M. M. Basko, S. Bedacht, A. Blazevic, S. Faik, D. Kraus, T. Rienecker, G. Schaumann, A. Tauschwitz, F. Wagner und M. Roth, *A novel experimental setup for energy loss and charge state measurements in dense weakly coupled plasma using laser-heated hohlraum targets*, accepted in Journal of Physics: Conference Series, (2015).
5. A. Bitzer, **A. Ortner**, H. Merbold, T. Feuerer und M. Walther, *Terahertz near-field microscopy of complementary planar metamaterials: Babinet's principle*, Optical Express, **19**, 3, 2537, (2011).

Koautor

6. W. Cayzac, V. Bagnoud, S. Bedacht, A. Blazevic, S. Busold, O. Deppert, M. Ehret, L. Hallo, J. Helfrich, E. Kjantarsson, A. Knetsch, D. Kraus, G. Malka, **A. Ortner**, K. Pepitone, G. Schaumann, F. Wagner und M. Roth, *Experimental study of the ion energy loss at the stopping-power maximum in a laser-generated plasma*, to be submitted to Physical Review E (2015).
7. W. Cayzac, A. Frank, **A. Ortner**, V. Bagnoud, M.M. Basko, S. Bedacht, A. Blazevic, O. Deppert, D.O. Gericke, L. Hallo, A. Knetsch, D. Kraus, G. Malka, K. Pepitone, G. Schaumann, T. Schlegel, D. Schumacher, An. Tauschwitz, J. Vorberger, F. Wagner und M. Roth, *PEnergy loss of light ions in laser-generated plasmas at low velocities*, to be submitted to Physical Review Letters (2015).
8. W. Cayzac, V. Bagnoud, M. M. Basko, A. Blazevic, A. Frank, D. O. Gericke, L. Hallo, G. Malka, **A. Ortner**, An. Tauschwitz, J. Vorberger und M. Roth, *Prediction for the energy loss of light ions in laser-generated plasmas at low and medium velocities*, submitted to Physical Review E (2015).

9. F. Wagner, S. Bedacht, V. Bagnoud, O. Deppert, S. Geschwind, R. Jaeger, **A. Ortner**, A. Tebartz, B. Zielbauer, D.H.H. Hoffmann und M. Roth, *Simultaneous observation of angularly separated laser-driven proton beams accelerated via two different mechanisms*, Physics of Plasma, **22** 063110 (2015).
10. D. Kraus, J. Vorberger, J. Helfrich, D. O. Gericke, B. Bachmann, V. Bagnoud, B. Barbreil, A. Blazevic, D. C. Carroll, W. Cayzac, T. Döppner, L. B. Fletcher, A. Frank, S. Frydrych, E. J. Gamboa, M. Gauthier, S. Göde, E. Granados, G. Gregori, N. Hartley, B. Kettle, H. J. Lee, B. Nagler, P. Neumayer, M.M. Notley, **A. Ortner**, A. Otten, A. Ravasio, D. Riley, F. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, W. Schumaker, K. Siegenthaler, C. Spindloe, F. Wagner, K. Wünsch, S. H. Glenzer, M. Roth, and R. W. Falcone *The complex ion structure of warm dense carbon measured by spectrally resolved x-ray scattering*, Physics of Plasma, **22** 056307 (2015).
11. F. Wagner, S. Bedacht, **A. Ortner**, M. Roth, A. Tauschwitz, B. Zielbauer und V. Bagnoud, *Pre-plasma formation in experiments using petawatt lasers*, Optical Express, **22**, 24, 29505–29514, (2014).
12. T. Sonnleitner, D. A. Turton, G. Hefter, **A. Ortner**, S. Waselikowski, M. Walther, K. Wynne, and R. Buchner, *Ultra-Broadband Dielectric and Optical Kerr-Effect Study of the Ionic Liquids Ethyl and Propylammonium Nitrate*, The Journal of Physical Chemistry B, (2014).
13. D. Kraus, J. Vorberger, D. Gericke, V. Bagnoud, A. Blazevic, W. Cayzac, A. Frank, G. Gregory, **A. Ortner**, A. Otten, F. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, K. Siegenthaler, F. Wagner, K. Wünsch und M. Roth, *Probing the Complex Ion Structure in Liquid Carbon at 100 GPa*, Physical Review Letters, **111**, 255501, (2013).
14. A. Frank, A. Blazevic, V. Bagnoud, M. M. Basko, M. Börner, W. Cayzac, D. Kraus, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, **A. Ortner**, A. Otten, A. Pelka, D. Pepler, D. Schumacher, A. Tauschwitz, and M. Roth, *Energy Loss and Charge Transfer of Argon in a Laser-Generated Carbon Plasma*, Physical Review Letter, **110**, 115001, (2013)
15. D. Kraus, A. Otten, A. Frank, V. Bagnoud, A. Blazevic, D. O. Gericke, G. Gregori, **A. Ortner**, G. Schaumann, D. Schumacher, J. Vorberger, F. Wagner, K. Wünsch und M. Roth, *X-ray Thomson scattering on shocked graphite*, High Energy Density Physics, **8**, 1, 46–49, (2012).
16. D. A. Turton, T. Sonnleitner, **A. Ortner**, M. Walther, G. Hefter, K. R. Seddon, S. Stana, N. V. Plechkova, R. Buchner, and K. Wynne, *Structure and dynamics in protic ionic liquids: A combined optical Kerr-effect and dielectric relaxation spectroscopy study*, Faraday Discussion, **154**, 145-153 (2011).
17. A. Bitzer, **A. Ortner**, and M. Walther, *Terahertz near-field microscopy with subwavelength spatial resolution based on photoconductive antennas*, Appl. Opt., AO, vol. 49, no. 19, pp. E1–E6, (2010).
18. M. Walther, B. M. Fischer, **A. Ortner**, A. Bitzer, A. Thoman und H. Helm, *Chemical sensing and imaging with pulsed terahertz radiation*, Anal. Bioanal. Chem., **397**, 3, 1009–1017, (2010)
19. M. Walther, **A. Ortner**, H. Meier, U. Löffelmann, P. J. Smith, and J. G. Korvink, *Terahertz metamaterials fabricated by inkjet printing*, Applied Physics Letters, **95**, 25, 251107, (2009).

Teilnahme an internationalen Konferenzen

1. Swift Heavy Ions in Matter (SHIM), Darmstadt, Germany, **Poster:** *Energy loss and charge state measurements of heavy ions in dense weakly coupled plasma* (2015)
2. 5th Target Fabrication Workshop (TFW), St Andrews, Scotland, **Talk:** *Simulation and fabrication of double hohlraum targets for heavy ion stopping experiments* (2014)
3. 34rd International Workshop on Physics of High Energy Density in Matter, Hirschegg, Austria, **Talk:** *The role of charge-transfer in heavy ion beam plasma interaction at intermediate energies* (2014)
4. 8th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA), Nara, Japan **Talk:** *Heavy ions energy loss experiments in dense plasma using hohlraum targets* (2013)
5. 33rd International Workshop on Physics of High Energy Density in Matter, Hirschegg, Austria, **Talk:** *Energy loss in warm dense plasmas generated by laser induced X-rays* (2013)
6. 4th Target Fabrication Workshop (TFW), Mainz, Germany **Talk:** *Double hohlraum targets for indirect laser heating of carbon with soft X-rays* (2012)
7. 19th International Symposium in Heavy-Ion Inertial Fusion, Berkeley, USA, **Talk:** *Plasma physics at the Z6 station - Energy loss of heavy ions in plasma and laser ion acceleration* (2012)
8. 32rd International Workshop on Physics of High Energy Density in Matter, Hirschegg, Austria, **Talk:** *Plasma characterization and energy loss in indirectly heated gold hohlraums* (2012)
9. European Optical Society Annual Meeting (EOSAM), Paris, France, **Talk:** *THz near-field microscopy of complementary metamaterial structures: Babinet's principle* (2010)
10. 4th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Karlsruhe, Germany, **Poster:** *Terahertz near-field of complementary split ring resonators* (2010)
11. 6th THz Frischlingmeeting, Wien, Austria, **Talk:** *Terahertz near-field of complementary split ring resonators* (2010)
12. SPIE Photonics Europe, Brüssel, Belgium, **Poster:** *Terahertz metamaterials fabricated by inkjet printing* (2010)
13. 5th THz Frischlingmeeting, Berlin, Germany, **Talk:** *THz-Nahfeldmikroskopie mit gepulster THz-Strahlung* (2009)



A Anhang

A.1 Verwendete Simulationsprogramme

A.1.1 RALEF-2D-Code: Strahlungshydrodynamik

Der Strahlungshydrodynamik Code RALEF-2D¹ [Basko 2010] ist ein Simulationsprogramm zur zweidimensionalen Beschreibung eines Plasmas mit der Besonderheit, dass es den Energietransport durch elektromagnetische Strahlung berücksichtigt. Dies ermöglicht es laser- oder röntgengeheizte Plasmen zu simulieren. Der Code ist in den letzten Jahren speziell für die Simulation von lasergeheizten Hohlräumen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, weiter entwickelt und optimiert worden [Basko 2012; Tauschwitz 2013].

Der RALEF-2D Code ist eine Weiterentwicklung des CAVEAT Codes [Addessio 1992] und löst die Ein-Temperatur Ein-Fluidgleichungen (vgl. Gleichungen 1.1) in zwei räumlichen Dimensionen, wahlweise in Kartesischen (x,y) oder achsensymmetrischen Koordinaten (r,z). Eine Besonderheit ist, dass der Code während der Rechnung für jeden Zeitschritt sein Simulationsgitter (Zellengröße) neu definiert und je nach Bedarf zwischen einem raumfesten- (Euler) oder mitbewegtem Bezugssystem (Lagrange) wechseln kann. Damit ist es möglich komplizierte Simulationsgeometrien, wie den für diese Arbeit wichtigen Zylinderhohlraum mit Ecken und Gold-Kohlenstoff Übergängen, zu simulieren.

Zur korrekten Beschreibung des Energietransports durch Strahlung sind die hydrodynamischen Gleichungen mit den numerischen Lösungen der Strahlungstransportgleichung gekoppelt. Zur Berechnung der Zustandsgleichungen, der thermischen Leitfähigkeiten und der spektralen Opazitäten wird der THERMOS Code [Jacob 2006] verwendet.

A.1.2 FLYCHK-Code: Ionisationsgrad im Plasma

FLYCHK [Chung 2003, 2005] ist ein Programm zur Berechnung des Ionisationsgrades eines Plasmas sowie der Besetzungsverteilung der einzelnen Ionisationsgrade der Plasmaionen. Es löst die Ratengleichung 1.2 und berücksichtigt dabei Stoß- und Strahlungsprozesse. Damit ist es im Gegensatz zur Saha-Gleichung (vgl. Gleichung 1.3) möglich den Einfluss des heizenden Strahlungsfeldes im Hohlraum zu berücksichtigen und Ionisationsgrade für Plasmen im Non-LTE Gleichgewicht zu berechnen.

A.1.3 ETACHA-Code: Projektilladungsverteilung in kalter Materie

Der ETACHA² Code [Rozet 1999, 1996], ist ein Simulationscode zur Berechnung der Ladungsverteilung schwerer Ionen (bis zu 28 Elektronen auf den ersten drei Schalen $n = 1, 2$ und 3) in kalter Materie und ist gültig für Projektilenergien zwischen 10 und 100 MeV/u.

¹ Radiative Arbitrary Lagrangian-Eulerian Fluid dynamics in two Dimensions

² Programme pour le calcul de ETats de CHarge

Der Code basiert auf dem Lösen von Ratengleichungen, das heißt, für jeden Ladungszustand muss die gekoppelte Differentialgleichung

$$\frac{dY_i}{dx} = \sum_j Y_j \sigma_{ji}^+ - Y_i \sum_j \sigma_{ij}^- \quad (\text{A.1})$$

gelöst werden. Hierbei sind Y_i die Anteile der Ionen in einem spezifischen Ladungszustand, σ_{ji}^+ die Wirkungsquerschnitte für Umladungsprozesse, die den Zustand bevölkern (An- und Abregung aus tieferen bzw. aus höheren Niveaus und Einfang von Elektronen), und σ_{ij}^- die Wirkungsquerschnitte für Prozesse, die den Zustand entvölkern (An- und Abregung in höhere bzw. tiefere Niveaus und Ionisation).

Die benötigten Wirkungsquerschnitte werden im Code abhängig von den Projektil- und Targetparametern berechnet. Die Ionisations- und Anregungsquerschnitte werden im Rahmen einer Bornschen Näherung („plane-wave Born approximation“, PWBA [Khandelwal 1969; Choi 1973]) bestimmt, wobei das Projektil als eine ebene Welle beschrieben wird. Die gebundenen Elektronen werden nach dem Slatermodell [Slater 1930] mit abgeschirmten Wasserstoffwellenfunktionen beschrieben und „Screening-“ beziehungsweise „Antiscreening“ Effekte mit einem analytischen Modell gemäß [Anholt 1985] berücksichtigt. Die Rekombinationsquerschnitte für den strahlungsfreien Elektroneneinfang werden im Rahmen der Eikonalnäherung [Eichler 1985; Meyerhof 1985] berechnet, für den Radiativen Einfang wird die Bethe-Salpeter-Formel [Bethe 1957] genutzt. Die Wirkungsquerschnitte für den radiativen Zerfall und die Augerprozesse werden aus Tabellen entnommen [Krause 1979; Zhao 2003].

Die von ETACHA berechneten Wirkungsquerschnitte können nachträglich durch Anpassung an experimentelle Daten so umskaliert werden, dass die Gültigkeit des Codes auf Energien bis runter zu 2 MeV/u erweitert werden kann [Blazevic 2000, 2002, 2006; Frank 2012].

A.1.4 FRALMONTE-Code: Projektilladungsverteilung im Plasma

Der FRALMONTE³ Code [Frank 2012] ist ein in der Arbeitsgruppe eigens entwickelter Monte-Carlo Code zur Berechnung der Ladungsverteilung in Plasmen. Anders als beim Lösen von Ratengleichungen wird hier jedes einzelne Ion bei seinem Flug durch das gesamte Plasma verfolgt. Der Ionenpfad durch das Plasma wird hierfür in einzelne Zellen unterteilt und ein Zufallsgenerator bestimmt für jede Zelle, ob und wenn ja, welcher Umladungsprozess stattfindet. Diese Rechnung wird so oft wiederholt bis eine statistische Aussage mit ausreichend kleinem Fehler über die mittlere Ladungsverteilung des austretenden Ionenstrahls getroffen werden kann. Aus physikalischer Sicht ist das Monte-Carlo Verfahren äquivalent zu dem Lösen der Ratengleichungen.

Die Monte-Carlo Methode ermöglicht es, den Ladungszustand durch ein Plasma mit räumlich unterschiedlichen Plasmaparametern zu berechnen und damit ein expandierendes Plasma mit unterschiedlichen Dichten und Temperaturen, wie es im Experiment vorliegt, korrekt abzubilden. Das Prinzip ist schematisch in Abbildung A.1 gezeigt.

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten für jeden Umladungsprozess müssen, wie bei ETACHA, die Wirkungsquerschnitte für jeden Prozess berechnet werden.

Der fundamentale Unterschied von Plasma zu Festkörper ist, dass die Projektilionen mit teil- oder vollionisierten Plasmaionen sowie freien Elektronen wechselwirken können. Das bedeutet

³ FRank ALexander MONTE-Carlo Code

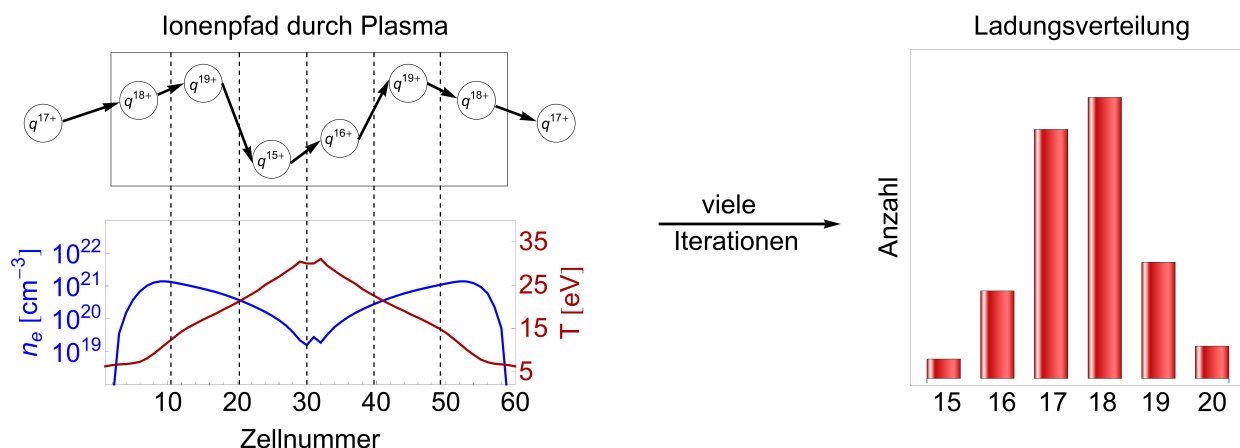


Abbildung A.1.: Schema der Monte-Carlo Rechnung: Das Plasma wird in einzelne Zellen mit unterschiedlichen Plasmamparametern unterteilt und die Umladung des Ionens wird auf seinem Pfad durch die Zellen verfolgt. Hierbei wird der Umladungsprozess in jeder Zelle anhand einer Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmt. Durch vielfache Wiederholung dieser Berechnung, beziehungsweise durch Verfolgung sehr vieler Ionen lässt sich eine statistische Aussage über die mittlere Ladungsverteilung des austretenden Ionenstrahls machen.

insbesondere, dass die Ionenpotentiale, die das Projektil erfährt, je nach Ionsiationsgrad und freier Elektronendichte unterschiedlich abgeschirmt sind.

Zur Berechnung der Umladungsprozesse mit gebundenen Elektronen werden die gleichen Routinen wie in ETACHA verwendet, jedoch mit einer neuen Methode zur Berechnung der Potentialabschirmung. Zunächst werden die Potentialverläufe für jeden Ionisationsgrad, im Fall von Kohlenstoff für C^0 bis C^{6+} , mit der Hartree-Fock Methode berechnet [Cowan 1981]. Anschließend wird die Debyelänge nach Gleichung 1.6 aus den Plasmamparametern bestimmt. Mit der Annahme, dass das Potential für Abstände größer als die Debyelänge vollständig abgeschirmt ist, wird ein Yukawa-Potential so an die Hartree-Fock-Potentiale angepasst, dass diese für Abstände größer als die Debyelänge Null werden.

Um die Umladungsprozesse mit freien Elektronen zu berücksichtigen, sind weitere Routinen in dem Code implementiert worden. Für die dielektrische Rekombination wird das in [Peter 1988; Peter 1986] entwickelte Modell verwendet, für die Drei-Körper-Rekombination die Gleichung aus [Peter 1985]. Eine ausführliche Beschreibung des FRALMONTE-Codes findet sich in [Frank 2012; Ortner 2015c].

Die berechneten Wirkungsquerschnitte werden mit den gleichen Skalierungsfaktoren wie sie bei ETACHA für den Festkörper genutzt werden, auf Projektilenergien unter $< 10 \text{ MeV/u}$ korrigiert. Es wird also angenommen, dass sich die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Projektilgeschwindigkeit im Plasmafall gegenüber dem Festkörper nicht wesentlich ändert.

A.1.5 SRIM-Code: Energieverlust in kalter Materie

SRIM⁴ [Biersack 1980; Ziegler 2013] ist ein semi-empirischer Monte-Carlo Code zur Berechnung des Energieverlustes beziehungsweise der Stopping Power in kalter Materie. Die theoretische Beschreibung basiert auf einem erweiterten binären Stoßmodell, was parametrisch an

⁴ Stopping and Range of Ions in Matter

experimentelle Daten angepasst wurde. SRIM verwendet eine effektive Ladung für das Projektil und berechnet den mittleren Ladungszustand in der Materie mit dem Ziegler-Biersack-Littmark Model [Ziegler 1985]. Die Vorhersagen von SRIM reproduzieren über 25000 experimentelle Datenpunkte mit einer Genauigkeit von besser als 4% [Ziegler 2004].

A.1.6 CasP-Code: Energieverlust in kalter Materie und im Plasma

Der CasP⁵ Code [Grande 2009, 2002] ist ein Programm zur stoßparameterabhängigen Berechnung der Stopping Power in Materie. Es handelt sich um eine erweiterte Blochtheorie, die für unterschiedliche Stoßparameterregime zwischen unterschiedlichen theoretischen Modellen wechselt. Im Gegensatz zu SRIM verwendet CasP keine effektive Ladung sondern berechnet die Abschirmung der Ionenpotentiale mit der Hartree-Fock-Methode. Der Ladungszustand des Projektils kann hierbei entweder exakt vorgegeben oder mit der Schiwietz-Grande-Formel 1.39 berechnet werden. CasP berücksichtigt desweiteren diverse Schalenkorrekturen und den Barkas-Andersen-Effekt.

In dieser Arbeit wird der Code in einer modifizierten Version verwendet, die es erlaubt, den Energieverlust an teilionisierten Ionen und an freien Elektronen zu berechnen. Der Ladungszustand des Projektils wird zuvor mit dem FRALMONTE Code berechnet und CasP exakt vorgegeben. Damit und mit den Plasmaparametern (Verteilung der verschiedenen Ionisationsgrade und freie Elektronendichte) kann der Energieverlust im Plasma berechnet werden.

Eine ausführliche Beschreibung der Modifikationen findet sich in [Frank 2012].

A.2 Berechnung der indirekten und effektiven Ionisations- und Rekombinationsraten

Im Folgenden sind die Gleichungen wie sie zur Berechnung der indirekten und effektiven Ionisations- und Rekombinationsraten verwendet wurden aufgeführt.

Indirekte und effektive Ionisationsrate

Die indirekte Ionisationsrate $R_k^{\text{ind ion}}$ aus dem Zustand k berechnet sich aus den Anregungsraten $R_{k \rightarrow j}^{\text{exc}}$, den Ionisationsraten aus dem j -ten Niveau R_j^{ion} und den Zerfallsraten $R_{j \rightarrow k}^{\text{dec}}$:

$$R_k^{\text{ind ion}} = \sum_{\substack{j \in \{1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d\} \\ j > k}} R_{k \rightarrow j}^{\text{ind ion}}$$

mit

$$R_{k \rightarrow j}^{\text{ind ion}} = R_{k \rightarrow j}^{\text{exc}} \cdot \frac{R_j^{\text{ion}} + \sum_{\substack{i \in \{2s, 2p, 3s, 3p, 3d\} \\ i > j > k}} R_{j \rightarrow i}^{\text{ind ion}}}{R_j^{\text{ion}} + \sum_{\substack{i \in \{2s, 2p, 3s, 3p, 3d\} \\ i > j, i \neq k}} R_{j \rightarrow i}^{\text{ind ion}} + R_{j \rightarrow k}^{\text{dec}} + R^{\text{nix}}}$$

wobei R^{nix} die Rate dafür ist, dass kein Stoß beziehungsweise Umladungsprozess stattfindet. Die effektive Ionisationsrate aus dem Zustand k ist die Summe der direkten Ionisation $R_k^{\text{dir ion}}$ und der indirekten Ionisation:

$$R_k^{\text{eff ion}} = R_k^{\text{dir ion}} + R_k^{\text{ind ion}}$$

⁵ Convolution approximation for swift Particles

Indirekte und effektive Rekombinationsrate

Die indirekte Rekombinationsrate in den Zustand k berechnet sich aus der Rekombinationsraten R_j^{cap} in die angeregten Zustände j , den Zerfallsraten $R_{j \rightarrow k}^{\text{dec}}$ aus j in den Zustand k und den direkten bzw. indirekten Ionisationsraten R_j^{ion} und $R_j^{\text{ion ind}}$ aus j :

$$R_k^{\text{ind rec}} = \sum_{\substack{j \in \{2s, 2p, 3s, 3p, 3d\} \\ j > k}} R_{j \rightarrow k}^{\text{ind rec}}$$

mit

$$R_{j \rightarrow k}^{\text{ind rec}} = R_j^{\text{cap}} \cdot \frac{R_{j \rightarrow k}^{\text{dec}}}{R_{j \rightarrow k}^{\text{dec}} + R_j^{\text{ion}} + R_j^{\text{ion ind}} + R^{\text{nix}}}$$

wobei R^{nix} die Rate dafür ist, dass kein Stoß beziehungsweise Umladungsprozess stattfindet. Die effektive Rekombinationsrate berechnet sich aus der Summe der direkten und indirekten Rekombinationsrate:

$$R_k^{\text{eff rec}} = R_k^{\text{dir rec}} + R_k^{\text{ind rec}}$$



Literaturverzeichnis

- [A Kramida, 2013] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, und and NIST ASD Team, *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1)*.
URL: <http://physics.nist.gov/asd> (Stand 09.04.2015).
(Zitiert auf Seite 21).
- [Addessio, 1992] Addessio, F. L., Baumgardner, J. R., Dukowicz, J. K., Johnson, N. L., Kashiwa, B. A., Rauenzahn, R. M., und Zemach, C.,
“CAVEAT: A Computer Code for Fluid Dynamics Problems With Large Distortion and Internal Slip”, *Los Alamos National Laboratory Report, LA-10613-MS*, Rev.1, UC-32 (1992).
(Zitiert auf Seite 119).
- [Anholt, 1985] Anholt, R., “Atomic collisions with relativistic heavy ions. II. Light-ion charge states”, *Physical Review A*, **31**, 3579–3592 (1985).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Arista, 2002] Arista, N. R., “Energy loss of ions in solids: Non-linear calculations for slow and swift ions”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **195**, 91–105 (2002).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Aschke, 1999] Aschke, L., “Untersuchung der Wechselwirkungszone kollidierender Plasmen”, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1999).
(Zitiert auf Seite 113).
- [Atzeni, 2004] Atzeni, S., *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*, Oxford University Press, New York (2004).
(Zitiert auf den Seiten 11, 17, 22, 23, 31, 35, 79).
- [Baehr, 2004] Baehr, H. D., und Stephan, K.,
Wärme- und Stoffübertragung, Springer Verlag, Berlin (2004).
(Zitiert auf Seite 27).
- [Bagnoud, 2009] Bagnoud, V., “Commissioning and early experiments of the PHELIX facility”, *Applied Physics B*, **100**, 137–150 (2009).
(Zitiert auf Seite 46).
- [Balescu, 1960] Balescu, R., “Irreversible Processes in Ionized Gases”, *Physics of Fluids*, **3**, 52–63 (1960).
(Zitiert auf Seite 40).
- [Barkas, 1963] Barkas, W., Dyer, J., und Heckman, H., “Resolution of the Eta-Mass Anomaly”, *Physical Review Letters*, **11**, 26–28 (1963).
(Zitiert auf den Seiten 34, 39).

-
- [BarrigaCarrasco, 2009] Barriga-Carrasco, M. D.,
“Dynamical local field corrections on energy loss in plasmas of all degeneracies”, *Physical Review E*, **79**, 027401 (2009).
(Zitiert auf den Seiten 35, 40).
- [Basko, 2010] Basko, M., Maruhn, J., und Tauschwitz, A.,
“Development of a 2D radiation-hydrodynamics code RALEF for laser plasma simulations”, *GSI Scientific Report 2010*, **1**, 410 (2010).
(Zitiert auf Seite 119).
- [Basko, 2012] Basko, M., Tauschwitz, A., Maruhn, J., Novikov, V., und Grushin, A.,
“On the hohlraum targets for ion stopping measurements in dense hot plasmas ”, *GSI Scientific Report 2011*, **3**, 1 (2012).
(Zitiert auf den Seiten 62, 119).
- [Bauche, 1988] Bauche, J., Bauche-Arnoult, C., und Klapisch, M.,
“Unresolved transition arrays”, *Physica Scripta*, **37**, 659–663 (1988).
(Zitiert auf Seite 25).
- [Benattar, 1979] Benattar, R., Popovics, C., und Sigel, R.,
“Polarized light interferometer for laser fusion studies”, *Review of Scientific Instruments*, **50**, 1583 (1979).
(Zitiert auf Seite 46).
- [Bethe, 1930] Bethe, H.,
“Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie”, *Annalen der Physik*, **397**, 325–400 (1930).
(Zitiert auf den Seiten 12, 32, 34, 39).
- [Bethe, 1957] Bethe, und Salpeter, *Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms*, Academic Press, New York (1957).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Betz, 1972] Betz, H.-D., “Charge States and Charge-Changing Cross Sections of Fast Heavy Ions Penetrating Through Gaseous and Solid Media”, *Reviews of Modern Physics*, **44**, 465–539 (1972).
(Zitiert auf den Seiten 36, 37).
- [Biersack, 1980] Biersack, J. P., und Haggmark, L. G., “A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets”, *Nuclear Instruments and Methods*, **174**, 257–269 (1980).
(Zitiert auf Seite 121).
- [Blazevic, 2002] Blazevic, A., Bohlen, H. G., und Oertzen, W.,
“Stopping power of swift neon ions in dependence on the charge state in the non-equilibrium regime”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **190**, 64–68 (2002).
(Zitiert auf den Seiten 92, 120).
- [Blazevic, 2000] Blazevic, A., und Bohlen, H.,
“Charge-state changing processes for Ne ions passing through thin carbon foils”, *Physical Review A*, **61**, 032901 (2000).
(Zitiert auf den Seiten 92, 120).

-
- [Blazevic, 2010] Blazevic, A., Schaumann, G., Frank, A., Hessling, T., Pelka, A., Schökel, A., Schumacher, D., Hoffmann, D., und Roth, M., “Multiframe Interferometry Diagnostic for Time and Space Resolved Free Electron Density Determination in Laser Heated Plasma”, *The Open Plasma Physics Journal*, **3**, 116–121 (2010).
(Zitiert auf Seite 47).
- [Blazevic, 2006] Blazevic, A., und Bohlen, H. G., “Charge-state resolved energy spectra of swift ^{22}Ne ions passing through thin carbon foils”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics B*, **245**, 41–43 (2006).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Bloch, 1933] Bloch, F., “Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie”, *Annalen der Physik*, **408**, 285–320 (1933).
(Zitiert auf den Seiten 12, 32, 34, 39).
- [Bohr, 1913] Bohr, N., “On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter”, *Philosophical Magazine*, **6**, 22 (1913).
(Zitiert auf den Seiten 12, 32, 34).
- [Bohr, 1954] Bohr, N., und Lindhard, J., “Desity Effekt Paper”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **28** , (1954).
(Zitiert auf Seite 83).
- [Boltzmann, 1884] Boltzmann, L., “Ableitung des Stefan’schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie”, *Annalen der Physik*, **258**, 291–294 (1884).
(Zitiert auf Seite 27).
- [Börner, 2012] Börner, M., Fils, J., Frank, A., Blazevic, A., Hessling, T., Pelka, A., Schaumann, G., Schökel, A., Schumacher, D., Basko, M., Maruhn, J., Tauschwitz, A., und Roth, M., “Development of a Nomarski-type multi-frame interferometer as a time and space resolving diagnostics for the free electron density of laser-generated plasma”, *Review of Scientific Instruments*, **83**, 043501 (2012).
(Zitiert auf den Seiten 47, 70).
- [Börner, 2010] Börner, M., “Aufbau eines Normanski-Multiframe-Interferometers zur Bestimmung der freien Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen”, Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt (2010).
(Zitiert auf den Seiten 47, 70).
- [Boyd, 2003] Boyd, R. W., *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego (2003).
(Zitiert auf Seite 21).
- [Broglie, 1970] Broglie, L., “The Reinterpretation of Wave Mechanics”, *Foundations of Physics*, **1**, 5–15 (1970).
(Zitiert auf Seite 19).
-

-
- [Busold, 2014a] Busold, S.,
“Construction and characterization of a laser-driven proton beamline at GSI”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2014).
(Zitiert auf Seite 112).
- [Busold, 2014b] Busold, S., Almomani, A., Bagnoud, V., und Barth, W.,
“Shaping laser accelerated ions for future applications – The LIGHT collaboration”, *Nuclear Instruments and Methods A*, (2014).
(Zitiert auf Seite 111).
- [Cardona, 2014] Cardona, M., und Ley, L.,
Photoemission in Solids I, Springer Verlag, (2014).
(Zitiert auf Seite 78).
- [Cayzac, 2010] Cayzac, W., “Entwicklung eines CVD-Diamant-Spektrometers zur Messung von Ladungszuständen von Schwerionen in lasererzeugten Plasmen”, Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt (2010).
(Zitiert auf den Seiten 51, 52).
- [Cayzac, 2013a] Cayzac, W.,
“Ion energy loss at maximum stopping power in a laser-generated plasma”, Dissertation, Université de Bordeaux (2013).
(Zitiert auf den Seiten 13, 14, 102, 110).
- [Cayzac, 2013b] Cayzac, W., Frank, A., Schumacher, D., Roth, M., Blažević, A., Wamers, F., Träger, M., Berdermann, E., Voss, B., und Heßling, T.,
“A spectrometer on chemical vapour deposition-diamond basis for the measurement of the charge-state distribution of heavy ions in a laser-generated plasma”, *Review of Scientific Instruments*, **84**, 043301 (2013).
(Zitiert auf den Seiten 50–52).
- [Celliers, 1990] Celliers, P., und Eidmann, K., “Conversion of laser light into x rays in thin foil targets”, *Physical Review A*, **41**, 3270–3280 (1990).
(Zitiert auf Seite 65).
- [Choi, 1973] Choi, B., “Cross Section for M-Shell Ionization in Heavy Atoms by Collision of Simple Heavy Charged Particles”, *Physical Review A*, **7**, 2056–2062 (1973).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Chung, 2005] Chung, H. K., Chen, M. H., Morgan, W. L., Ralchenko, Y., und Lee, R. W., “FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements”, *High Energy Density Physics*, **1**, 3–12 (2005).
(Zitiert auf Seite 119).
- [Chung, 2003] Chung, H. K., Morgan, W. L., und Lee, R. W.,
“FLYCHK: an extension to the K-shell spectroscopy kinetics model FLY”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **81**, 107–115 (2003).
(Zitiert auf Seite 119).

-
- [Clauser, 2013] Clauser, C. F., und Arista, N. R., “Energy loss and Z oscillations of atomic beams in plasmas”, *Physical Review E*, **88**, 053102 (2013).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Colgan, 2004] Colgan, J., Pindzola, M. S., und Badnell, N. R., “Dielectronic recombination data for dynamic finite-density plasmas”, *Astronomy and Astrophysics*, **417**, 1183–1188 (2004).
(Zitiert auf Seite 89).
- [Couillaud, 1994] Couillaud, C., Deicas, R., Nardin, P., Beuve, M. A., Guihaume, J. M., Renaud, M., Cukier, M., Deutsch, C., und Maynard, G., “Ionization and stopping of heavy ions in dense laser-ablated plasmas”, *Physical Review E*, **49**, 1545–1562 (1994).
(Zitiert auf den Seiten 12, 39, 77).
- [Cowan, 1981] Cowan, R. D., *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, University of California Press, (1981).
(Zitiert auf den Seiten 40, 121).
- [Cowern, 1983] Cowern, N. E. B., Woods, C. J., und Sofield, C. J., “The gas-solid density effect for MeV/u ions: Charge changing cross sections and the effective charge”, *Nuclear Instruments and Methods*, **216**, 287–292 (1983).
(Zitiert auf Seite 83).
- [Dasgupta, 1995] Dasgupta, A., “Dielectronic recombination rates to the $n = 3$ singly excited states: The neon sequence”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **54**, 737–743 (1995).
(Zitiert auf Seite 89).
- [Dasgupta, 2008] Dasgupta, A., und Laming, J. M., “Analysis of ion charge states in solar wind and CMEs”, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, **29**, 211–215 (2008).
(Zitiert auf Seite 89).
- [Deutsch, 1989] Deutsch, C., Maynard, G., Bimbot, R., Gardes, D., Della-Negra, S., Dumail, M., Kubica, B., Richard, A., Rivet, M. F., Servajean, A., Fleurier, C., Sanba, A., Hoffmann, D., Weyrich, K., und Wahl, H., “Ion beam-plasma interaction: A standard model approach”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **278**, 38–43 (1989).
(Zitiert auf Seite 39).
- [Deutsch, 2010] Deutsch, C., Maynard, G., Chabot, M., Gardes, D., Della-Negra, S., Bimbot, R., Rivet, M. F., Fleurier, C., Couillaud, C., Hoffmann, D., Wahl, H., Weyrich, K., Rosmej, O., Tahir, N., Jacoby, J., Ogawa, M., Oguri, Y., Hasegawa, J., Sharkov, B., Golubev, A., Fertman, A., Fortov, V., und Mintsev, V., “Ion stopping in dense plasma target for high energy density physics”, *The Open Plasma Physics Journal*, **3**, 88–115 (2010).
(Zitiert auf Seite 39).
-

-
- [Dietrich, 1992] Dietrich, K. G., Hoffmann, D., Boggasch, E., Jacoby, J., Wahl, H., Elfers, M., Haas, C. R., Dubenkov, V. P., und Golubev, A. A., “Charge state of fast heavy ions in a hydrogen plasma”, *Physical Review Letters*, **69**, 3623–3626 (1992).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Dietrich, 1990] Dietrich, K., Hoffmann, D., und Wahl, H., “Energy loss of heavy ions in a dense hydrogen plasma”, *Zeitschrift für Physik D*, **16**, 229–230 (1990).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Drake, 2006] Drake, R. P., *High-Energy-Density Physics*, Springer Verlag, Heidelberg (2006).
(Zitiert auf den Seiten 17, 25, 79).
- [Eichler, 1985] Eichler, J., “Relativistic eikonal theory of electron capture”, *Physical Review A*, **32**, 112–121 (1985).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Eidmann, 1986] Eidmann, K., und Kishimoto, T., “Absolutely measured x-ray spectra from laser plasmas with targets of different elements”, *Applied Physics Letters*, **49**, 377 (1986).
(Zitiert auf den Seiten 25, 26, 65).
- [Eidmann, 1990] Eidmann, K., Schmalz, R. F., und Sigel, R., “Conversion of laser light into soft x rays. Part II: Numerical results”, *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **2**, 208–217 (1990).
(Zitiert auf Seite 25).
- [Eliezer, 2002] Eliezer, S., *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IoP Publishing, Bristol (2002).
(Zitiert auf den Seiten 17, 23).
- [Faik, 2014] Faik, S., Tauschwitz, A., Basko, M. M., Maruhn, J. A., Rosmej, O., Rienecker, T., Novikov, V. G., und Grushin, A. S., “Creation of a homogeneous plasma column by means of hohlraum radiation for ion-stopping measurements”, *High Energy Density Physics*, **10**, 47–55 (2014).
(Zitiert auf Seite 58).
- [Fließbach, 2007] Fließbach, T., *Statistische Physik*, Elsevier, München (2007).
(Zitiert auf Seite 27).
- [Frank, 2013] Frank, A., Blazevic, A., Bagnoud, V., Basko, M., Börner, M., Cayzac, W., Kraus, D., Hesslmg, T., Hoffmann, D., Ortner, A., Otten, A., Pelka, A., Pepler, D., Schumacher, D., Tauschwitz, A., und Roth, M., “Energy Loss and Charge Transfer of Argon in a Laser-Generated Carbon Plasma”, *Physical Review Letters*, **110**, 115001 (2013).
(Zitiert auf den Seiten 13, 24, 77).

-
- [Frank, 2010] Frank, A., Blazevic, A., Grande, P. L., Harres, K., Hessling, T., Hoffmann, D., Knobloch-Maas, R., Kuznetsov, P. G., Nürnberg, F., Pelka, A., Schaumann, G., Schiwietz, G., Schökel, A., Schollmeier, M., Schumacher, D., Schütrumpf, J., Vatulín, V. V., Vinokurov, O. A., und Roth, M., “Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma”, *Physical Review E*, **81**, 026401 (2010).
(Zitiert auf den Seiten 13, 74, 77).
- [Frank, 2012] Frank, A., “Energieverlust und Umladung von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2012).
(Zitiert auf den Seiten 51, 74, 83, 95, 120–122).
- [Fuggle, 1980] Fuggle, J. C., und Mårtensson, N., “Core-level binding energies in metals”, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **21**, 275–281 (1980).
(Zitiert auf Seite 78).
- [Gardes, 1992] Gardes, D., Servajean, A., Kubica, B., Fleurier, C., Hong, D., Deutsch, C., und Maynard, G., “Stopping of multicharged ions in dense and fully ionized hydrogen”, *Physical Review A*, **46**, 5101–5111 (1992).
(Zitiert auf den Seiten 12, 39).
- [Gauthier, 2013] Gauthier, M., Chen, S. N., Levy, A., Audebert, P., Blancard, C., Ceccotti, T., Cerchez, M., Doria, D., Floquet, V., Lamour, E., Peth, C., Romagnani, L., Rozet, J. P., Scheinder, M., Shepherd, R., Toncian, T., Vernhet, D., Willi, O., Borghesi, M., Faussurier, G., und FUCHS, J., “Charge Equilibrium of a Laser-Generated Carbon-Ion Beam in Warm Dense Matter”, *Physical Review Letters*, **110**, 135003 (2013).
(Zitiert auf den Seiten 13, 111).
- [Gericke, 2002a] Gericke, D. O., “Stopping power for strong beam-plasma coupling”, *Laser and Particle Beams*, **20**, 471–474 (2002).
(Zitiert auf Seite 110).
- [Gericke, 1999] Gericke, D., und Schlanges, M., “Beam-plasma coupling effects on the stopping power of dense plasmas”, *Physical Review E*, **60**, 904–910 (1999).
(Zitiert auf Seite 41).
- [Gericke, 2002b] Gericke, D., Schlanges, M., und Bornath, T., “Stopping power of nonideal, partially ionized plasmas”, *Physical Review E*, **65**, 036406 (2002).
(Zitiert auf Seite 41).
- [Gibbon, 2005] Gibbon, P., *Short Pulse Laser Interactions with Matter*, Imperial College Press, London (2005).
(Zitiert auf den Seiten 21, 109).

-
- [Goldstone, 1987] Goldstone, P., Goldman, S., Mead, W., COBBLE, J., Stradling, G., Day, R., Hauer, A., Richardson, M., Marjoribanks, R., Jaanimagi, P., Keck, R., Marshall, F., Seka, W., Barnouin, O., Yaakobi, B., und Letzring, S., “Dynamics of high-Z plasmas produced by a short-wavelength laser”, *Physical Review Letters*, **59**, 56–59 (1987).
(Zitiert auf Seite 24).
- [Grande, 1998] Grande, P. L., und Schiwietz, G., “Impact-parameter dependence of the electronic energy loss of fast ions”, *Physical Review A*, **58**, 3796–3801 (1998).
(Zitiert auf Seite 39).
- [Grande, 2002] Grande, P. L., und Schiwietz, G., “The unitary convolution approximation for heavy ions”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **195**, 55–63 (2002).
(Zitiert auf den Seiten 39, 122).
- [Grande, 2009] Grande, P. L., und Schiwietz, G., “Convolution approximation for the energy loss, ionization probability and straggling of fast ions”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **267**, 859–865 (2009).
(Zitiert auf den Seiten 39, 122).
- [Hartree, 1933] Hartree, D. R., “Results of Calculations of Atomic Wave Functions. I. Survey, and Self-Consistent Fields for Cl- and Cu+”, *Proceedings of the Royal Society A*, **141**, 282–301 (1933).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Hasegawa, 2009] Hasegawa, J., Ikagawa, H., Nishinomiya, S., Watahiki, T., und Oguri, Y., “Beam-plasma interaction experiments using electromagnetically driven shock waves”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **606**, 205–211 (2009).
(Zitiert auf Seite 13).
- [Heßling, 2005] Heßling, T., “Herstellung und Charakterisierung von Hohlraumtargets”, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (2005).
(Zitiert auf Seite 57).
- [Heßling, 2010] Heßling, T., “Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Plasmen”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2010).
(Zitiert auf den Seiten 23, 30, 57, 66).
- [Heßling, 2011] Heßling, T., Blažević, A., Frank, A., Kraus, D., Schaumann, G., Schumacher, D., Stoehlker, T., Hoffmann, D., und Roth, M., “Time- and spectrally resolved measurements of laser-driven hohlraum radiation”, *Physical Review E*, **84**, 016412 (2011).
(Zitiert auf Seite 66).

-
- [Ho, 1995] Ho, D. D. M., Harte, J. A., und Tabak, M.,
“Configurations of radiation driven targets for heavy ion fusion”,
Nuclear Fusion, **35**, 1125–1132 (1995).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Hoffmann, 1990] Hoffmann, D., Weyrich, K., Wahl, H., Gardes, D., Bimbot, R., und
Fleurier, C., “Energy loss of heavy ions in a plasma target”, *Physical
Review A*, **42**, 2313–2321 (1990).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Hoffmann, 1988] Hoffmann, D., Weyrich, K., Wahl, H., Peter, T., Meyer-ter-Vehn, J.,
Jacoby, J., Bimbot, R., Gardes, D., Rivet, M. F., Dumail, M., Fleurier,
C., Sanba, A., Deutsch, C., Maynard, G., Noll, R., Haas, C., Arnold,
R., und Maurmann, S.,
“Experimental observation of enhanced stopping of heavy ions in a
hydrogen plasma”, *Zeitschrift für Physik A*, **30**, 339–340 (1988).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Hogan, 1999] Hogan, G. E., “Proton Radiography”, *Proceeding of the 1999 Particle
Accelerator Conference*, **1**, 579–583 (1999).
(Zitiert auf den Seiten 71, 109).
- [Honrubia, 2009] Honrubia, J. J., Fernández, J. C., Temporal, M., Hegelich, B. M., und
Meyer-ter-Vehn, J., “Fast ignition of inertial fusion targets by
laser-driven carbon beams”, *Physics of Plasmas*, **16**, 102701 (2009).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Hutchinson, 2002] Hutchinson, I. H., *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge
University Press, Cambridge, New York (2002).
(Zitiert auf Seite 70).
- [Iacob, 2006] Iacob, A., Nikiforov, A. F., Novikov, V. G., und Uvarov, V. B.,
Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter, Springer Verlag,
Berlin (2006).
(Zitiert auf den Seiten 58, 119).
- [Ichimaru, 1982] Ichimaru, S., “Strongly coupled plasmas: high-density classical
plasmas and degenerate electron liquids”, *Review of Modern Physics*,
54, 1017–1059 (1982).
(Zitiert auf Seite 20).
- [Jackson, 1999] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1999).
(Zitiert auf Seite 40).
- [Jacoby, 1995] Jacoby, J., Hoffmann, D., Laux, W., Müller, R. W., Wahl, H., Weyrich,
K., Boggasch, E., Heimrich, B., Stöckl, C., Wetzler, H., und
Miyamoto, S., “Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma”,
Physical Review Letters, **74**, 1550–1553 (1995).
(Zitiert auf den Seiten 12, 39).
- [Kanani, 2009] Kanani, N., *Galvanotechnik: Grundlagen, Verfahren und Praxis einer
Schlüsseltechnologie*, Hanser, München (2009).
(Zitiert auf Seite 60).
-

-
- [Katagiri, 2008] Katagiri, K., Hasegawa, J., Nishinomiya, S., Ikagawa, H., und Oguri, Y., “Development of a coaxial tapered electromagnetic shock tube for beam–plasma non-linear interaction experiments”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **266**, 2161–2164 (2008).
(Zitiert auf Seite 13).
- [Kato, 1984] Kato, Y., Mima, K., Miyanaga, N., Arinaga, S., Kitagawa, Y., Nakatsuka, M., und Yamanaka, C., “Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression”, *Physical Review Letters*, **53**, 1057–1060 (1984).
(Zitiert auf Seite 24).
- [Khandelwal, 1969] Khandelwal, G. S., und Choi, B. H., “Tables for born approximation calculations of K- and L-shell ionization by protons and other charged particles”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **1**, 103–120 (1969).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Knetsch, 2013] Knetsch, A., “Entwicklung eines pcCVD Diamant Detektors zur Messung von Ionen- Energieverlust bei maximalem Bremsvermögen”, Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt (2013).
(Zitiert auf Seite 51).
- [Kodama, 1986] Kodama, R., Okada, K., Ikeda, N., Mineo, M., Tanaka, K. A., Mochizuki, T., und Yamanaka, C., “Soft x-ray emission from ω_0 , $2\omega_0$, and $4\omega_0$ laser-produced plasmas”, *Journal of Applied Physics*, **59**, 3050 (1986).
(Zitiert auf Seite 26).
- [Kogelschatz, 1974] Kogelschatz, U., “Application of a Simple Differential Interferometer to High Current Arc Discharges”, *Applied Optics*, **13**, 1749–1752 (1974).
(Zitiert auf Seite 46).
- [Kraus, 2009] Kraus, D., “Spektrale Untersuchung lasererzeugter Hohlraumstrahlung”, Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt (2009).
(Zitiert auf den Seiten 57, 66).
- [Krause, 1979] Krause, M. O., “Atomic Radiative and Radiationless Yields for K and L Shells”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **8**, 307 (1979).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Landen, 2001] Landen, O. L., Farley, D. R., Glendinning, S. G., Logory, L. M., Bell, P. M., Koch, J. A., Lee, F. D., Bradley, D. K., Kalantar, D. H., Back, C. A., und Turner, R. E., “X-ray backlighting for the National Ignition Facility”, *Review of Scientific Instruments*, **72**, 627–634 (2001).
(Zitiert auf den Seiten 71, 109).

-
- [Lehmberg, 1987] Lehmberg, R. H., Schmitt, A. J., und Bodner, S. E.,
“Theory of induced spatial incoherence”, *Journal of Applied Physics*, **62**, 2680 (1987).
(Zitiert auf Seite 24).
- [Li, 2009] Li, C. K., Séguin, F. H., Frenje, J. A., Petrasso, R. D., und Amendt, P. A.,
“Observations of Electromagnetic Fields and Plasma Flow in Hohlraums with Proton Radiography”, *Physical Review Letters*, **102**, 205001 (2009).
(Zitiert auf Seite 71).
- [Li, 2013] Li, C. K., Séguin, F. H., Frenje, J. A., Sinenian, N., Rosenberg, M. J., Manuel, M. J. E., Rinderknecht, H. G., Zylstra, A. B., Petrasso, R. D., Amendt, P. A., Landen, O. L., Mackinnon, A. J., Town, R. P. J., Wilks, S. C., Betti, R., Meyerhofer, D. D., Soures, J. M., Hund, J., Kilkenny, J. D., und Nikroo, A., “Proton imaging of hohlraum plasma stagnation in inertial-confinement-fusion experiments”, *Nuclear Fusion*, **53**, 073022 (2013).
(Zitiert auf den Seiten 71, 109).
- [Lindhard, 1954a] Lindhard, J., “On the properties of a gas of charged particles”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **8**, 1–57 (1954).
(Zitiert auf den Seiten 12, 34, 35).
- [Lindhard, 1954b] Lindhard, J., *On the properties of a gas of charged particles*, E. Munksgaard, København (1954).
(Zitiert auf den Seiten 32, 40).
- [Lindl, 1995] Lindl, J., “Development of the indirectdrive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain”, *Physics of Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Lindl, 1986] Lindl, J. D., Bangerter, R. D., Mark, J., und Pan, Y. L.,
“Review of target studies for heavy ion fusion”, *AIP Conference Proceedings*, **152**, 89 (1986).
(Zitiert auf den Seiten 24, 26).
- [Logan, 2008] Logan, B. G., Perkins, L. J., und Barnard, J. J.,
“Direct drive heavy-ion-beam inertial fusion at high coupling efficiency”, *Physics of Plasmas*, **15**, 072701 (2008).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Marshall, 2009] Marshall, F. J., McKenty, P. W., Delettrez, J. A., und Epstein, R.,
“Plasma-Density Determination from X-Ray Radiography of Laser-Driven Spherical Implosions”, *Physical Review Letters*, **102**, 185004 (2009).
(Zitiert auf den Seiten 71, 109).
- [Mathar, 1995] Mathar, R., “Dielectric Theory of the Electronic Energy Loss of Heavy Ions in Solids”, Dissertation, Universität Dresden (1995).
(Zitiert auf Seite 34).

-
- [Mermin, 1970] Mermin, N. D., “Lindhard Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation”, *Physical Review B*, **1**, 2362–2363 (1970).
(Zitiert auf den Seiten 32, 35, 40).
- [Meyerhof, 1985] Meyerhof, W., Anholt, R., Eichler, J., Alonso, J., Gould, H., Munger, C., Thieberger, P., und Wegner, H.,
“Atomic collisions with relativistic heavy ions. III. Electron capture”, *Physical Review A*, **51**, 2098–2111 (1985).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Mochizuki, 1986] Mochizuki, T., Yabe, T., Okada, K., Hamada, M., Ikeda, N., Kiyokawa, S., und Yamanaka, C., “Atomic-number dependence of soft-x-ray emission from various targets irradiated by a 0.53- μm -wavelength laser”, *Physical Review A*, **33**, 525–539 (1986).
(Zitiert auf Seite 26).
- [Moliere, 1947] Moliere, G., “Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld”, *Zeitschrift für Naturforschung A*, **2**, 133–145 (1947).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Mulser, 2010] Mulser, P., und Bauer, D.,
High power laser-matter interaction, Springer Verlag, (2010).
(Zitiert auf den Seiten 17, 22, 28).
- [Nagy, 1985] Nagy, I., L szl, J., und Giber, J.,
“Dynamic local field correction in the calculation of electronic stopping power”, *Zeitschrift für Physik A*, **321**, 221–223 (1985).
(Zitiert auf Seite 35).
- [Neuner, 1998] Neuner, U., Ogawa, M., Kobayashi, H., und Takizawa, M.,
“Interaction experiments of MeV heavy ions with a laser plasma and a z-pinch helium plasma”, *Physics of Fluids*, **415**, 586–590 (1998).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Nomarski, 1955] Nomarski, G., “Differential microinterferometer with polarized waves”, *Journal de Physique et le Radium*, **16**, 95 (1955).
(Zitiert auf Seite 46).
- [Northcliffe, 1963] Northcliffe, L. C., “Passage of Heavy Ions Through Matter”, *Annual Review of Nuclear Science*, **13**, 67 (1963).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Nuckolls, 1972] Nuckolls, J., und Wood, L.,
“Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) Application”, *Nature*, **239**, 139 (1972).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Olsen, 1985] Olsen, J. N., Mehlhorn, T. A., Maenchen, J., und Johnson, D. J.,
“Enhanced ion stopping powers in high-temperature targets”, *Journal of Applied Physics*, **58**, 2958–2967 (1985).
(Zitiert auf Seite 39).

-
- [Ortner, 2015a] Ortner, A., Cayzac, W., Schumacher, D., Frank, A., Basko, M., Bedacht, S., Blazevic, A., Faik, S., Kraus, D., Rienecker, T., Schaumann, G., Wagner, F., Tauschwitz, A., Busold, S., J. H., Kjartansson, E., Deppert, O., und Roth, M.,
 “Stopping of calcium ions in dense and moderately coupled carbon plasma”, *Physical Review E*, in preparation (2015).
 (Zitiert auf den Seiten 2, 4, 107).
- [Ortner, 2015b] Ortner, A., Faik, S., Schumacher, D., Basko, M., Blazevic, A., Busold, S., Bedacht, S., Cayzac, W., Frank, A., Kraus, D., Rienecker, T., Schaumann, G., Tauschwitz, A., Wagner, F., Roth, M., und Basko, M. M., “A novel double hohlraum target to create a moderately coupled plasma for ion stopping experiments”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **343**, 123–131 (2015).
 (Zitiert auf den Seiten 2, 4, 13, 57, 76).
- [Ortner, 2015c] Ortner, A., Frank, A., Blažević, A., und Roth, M.,
 “Role of charge transfer in heavy-ion-beam-plasma interactions at intermediate energies”, *Physical Review E*, **91**, 023104 (2015).
 (Zitiert auf den Seiten 2, 4, 89, 121).
- [Ortner, 2015d] Ortner, A., Schumacher, D., Frank, A., Cayzac, W., Basko, M., Bedacht, S., Blazevic, A., Faik, S., Kraus, D., Rienecker, T., Schaumann, G., Wagner, F., Tauschwitz, A., und Roth, M.,
 “A novel experimental setup for energy loss and charge state measurements in dense weakly coupled plasma using laser-heated hohlraum targets”, *Journal of Physics: Conference Series*, accepted for publication (2015).
 (Zitiert auf Seite 76).
- [Pakula, 1985] Pakula, R., und Sigel, R.,
 “Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction”, *Physics of Fluids*, **28**, 232 (1985).
 (Zitiert auf Seite 30).
- [Paul, 2014] Paul, H., *Stopping Power for Light and Heavier Ions - Graphs, Data, Comments and Programs*.
 URL: <http://www.exphys.jku.at/stopping/> (Stand 09.04.2015).
 (Zitiert auf Seite 12).
- [Peter, 1985] Peter, T., “Zur effektiven Ladung schneller Ionen in heißen dichten Plasmen unter besonderer Berücksichtigung der dielektronischen Rekombination”, Diplomarbeit, MPQ-Report 105 (1985).
 (Zitiert auf Seite 121).
- [Peter, 1986] Peter, T., Arnold, R., und Meyer-ter-Vehn, J.,
 “Influence of Dielectronic Recombination on Fast Heavy-Ion Charge States in a Plasma”, *Physical Review Letters*, **57**, 1859–1862 (1986).
 (Zitiert auf den Seiten 89, 121).
-

-
- [Peter, 1988] Peter, T., “Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen”, Dissertation, MPQ-Report 137 (1988).
(Zitiert auf den Seiten 89, 121).
- [Peter, 1991a] Peter, T., und Meyer-Ter-Vehn, J., “Energy loss of heavy ions in dense plasma. I. Linear and nonlinear Vlasov theory for the stopping power”, *Physical Review A*, **43**, 1998–2014 (1991).
(Zitiert auf den Seiten 36, 84).
- [Peter, 1991b] Peter, T., und Meyer-Ter-Vehn, J., “Energy loss of heavy ions in dense plasma. II. Nonequilibrium charge states and stopping powers”, *Physical Review A*, **43**, 2015–2030 (1991).
(Zitiert auf den Seiten 36, 84).
- [Petrasso, 1993] Petrasso, R. D., und Li, C. K., “Fokker-Planck equation for moderately coupled plasmas”, *Physical review letters*, **70**, 3063 (1993).
(Zitiert auf Seite 34).
- [Planck, 1901] Planck, M., “Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum”, *Annalen der Physik*, **309**, 553–563 (1901).
(Zitiert auf Seite 27).
- [Rancu, 1999] Rancu, O., Renaudin, P., Chenais-Popovics, C., Kawagashi, H., Gauthier, J. C., Dirksmöller, M., Missalla, T., Uschmann, I., Förster, E., Larroche, O., Peyrusse, O., Renner, O., Krousky, E., Pepin, H., und Shepard, T., “Experimental Evidence of Interpenetration and High Ion Temperature in Colliding Plasmas”, *Physical Review Letters*, **75**, 3854 (1999).
(Zitiert auf Seite 113).
- [Reinhold, 1999] Reinhold, C. O., und Burgdorfer, J., “The classical limit of ionization in fast ion-atom collisions”, *Journal of Physics B*, **26**, 3101–3122 (1999).
(Zitiert auf Seite 40).
- [Rosmej, 2011] Rosmej, O. N., Bagnoud, V., Eisenbarth, U., Vatulin, V., Zhidkov, N., Suslov, N., Kunin, A., Pinegin, A., Schäfer, D., Nisius, T., Wilhein, T., Rienecker, T., Wiechula, J., Jacoby, J., Zhao, Y., Vergunova, G., Borisenko, N., und Orlov, N., “Heating of low-density CHO-foam layers by means of soft X-rays”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **653**, 52–57 (2011).
(Zitiert auf Seite 13).
- [Roth, 1997] Roth, M., “Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen”, Dissertation, Technische Universität Darmstat (1997).
(Zitiert auf den Seiten 46, 74).

-
- [Roth, 2001] Roth, M., Cowan, T., Key, M., Hatchett, S., Brown, C., Fountain, W., Johnson, J., Pennington, D., Snavely, R., Wilks, S., Yasuike, K., RUHL, H., Pegoraro, F., Bulanov, S., Campbell, E., Perry, M., und Powell, H., “Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams”, *Physical Review Letters*, **86**, 436–439 (2001).
(Zitiert auf Seite 11).
- [Roth, 2000] Roth, M., Stökel, C., Süss, W., Iwase, O., Gericke, D. O., Bock, R., Hoffmann, D., Geissel, M., und Seelig, W., “Energy loss of heavy ions in laser-produced plasmas”, *Europhysics Letters*, **50**, 28–34 (2000).
(Zitiert auf den Seiten 13, 77).
- [Rozet, 1999] Rozet, J. P., Chetoui, A., Piquemal, P., Vernhet, D., Wohrer, K., Stéphan, C., und Tassan-Got, L., “Charge-state distributions of few-electron ions deduced from atomic cross sections”, *Journal of Physics B*, **22**, 33–48 (1999).
(Zitiert auf Seite 119).
- [Rozet, 1996] Rozet, J. P., Stéphan, C., und Vernhet, D., “ETACHA: a program for calculating charge states at GANIL energies”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **107**, 67–70 (1996).
(Zitiert auf Seite 119).
- [Saha, 1920] Saha, M. N., “Ionization in the solar chromosphere”, *Philosophical Magazine Series 6*, **40**, 472–488 (1920).
(Zitiert auf Seite 19).
- [Sakabe, 1988] Sakabe, S., Sigel, R., Tsakiris, G., Földes, I., und Herrmann, P., “X-ray generation in a cavity heated by 1.3- or 0.44- μm laser light. I. Time-integrated measurements”, *Physical Review A*, **38**, 5756–5768 (1988).
(Zitiert auf den Seiten 26, 31).
- [Sakumi, 2001] Sakumi, A., Shibata, K., Sato, R., Tsubuku, K., Nishimoto, T., Hasegawa, J., Ogawa, M., Oguri, Y., und Katayama, T., “Energy dependence of the stopping power of MeV 16O ions in a laser-produced plasma”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **464**, 231–236 (2001).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Savitzky, 1964] Savitzky, A., und Golay, M. J. E., “Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures.” *Analytical Chemistry*, **36**, 1627–1639 (1964).
(Zitiert auf Seite 96).
- [Schaumann, 2006] Schaumann, G., “NHELIX Compendium”, *GSI Darmstadt, Handbuch* (2006).
(Zitiert auf Seite 46).

-
- [Schaumann, 2007] Schaumann, G.,
“Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen für die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit ionisierter Materie”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2007).
(Zitiert auf den Seiten 57, 66).
- [Schiwietz, 1999] Schiwietz, G., und Grande, P. L.,
“A unitary convolution approximation for the impact-parameter dependent electronic energy loss”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **153**, 1–9 (1999).
(Zitiert auf Seite 39).
- [Schiwietz, 2001] Schiwietz, G., und Grande, P. L.,
“Improved charge-state formulas”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **175-177**, 125–131 (2001).
(Zitiert auf Seite 36).
- [Schiwietz, 2011] Schiwietz, G., und Grande, P. L., “Introducing electron capture into the unitary-convolution-approximation energy-loss theory at low velocities”, *Physical Review A*, **84**, 052703 (2011).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Schumacher, 2015] Schumacher, D., Bedacht, S., Blazevic, A., Busold, S., Cayzac, W., Frank, A., Hessling, T., Kraus, D., Ortner, A., Schaumann, G., und Roth, M., “Temperature measurement of hohlraums for energy loss experiments in indirectly laser heated carbon plasma”, *Physical Review E*, submitted (2015).
(Zitiert auf Seite 70).
- [Schumacher, 2012] Schumacher, D., “Untersuchung laserinduzierter Hohlraumstrahlung und Energieverlust von Schwerionen in indirekt geheizten Plasmen”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2012).
(Zitiert auf den Seiten 30, 46, 49, 53, 57, 58, 66, 70).
- [Shibata, 2000] Shibata, K., Sakumi, A., Sato, R., Tsubuku, K., Hasegawa, J., Ogawa, M., und Oguri, Y., “A TOF system to measure the energy loss of low energy ions in a hot dense plasma”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **161-163**, 106–110 (2000).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Sigel, 1990] Sigel, R., Eidmann, K., Lavarenne, F., und Schmalz, R. F.,
“Conversion of laser light into soft x rays. Part I: Dimensional analysis”, *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **2**, 199–207 (1990).
(Zitiert auf Seite 25).
- [Sigmund, 2005] Sigmund, P., Bimbot, R., Geissel, H., Paul, H., und Schinner, A.,
“ICRU Report 73 (Stopping of Ions Heavier than Helium)”, *Journal of the ICRU*, **5**, 254 (2005).
(Zitiert auf den Seiten 12, 32).

-
- [Sigmund, 2002] Sigmund, P. und Schinner, A.,
 “Binary theory of electronic stopping”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **195**, 64–90 (2002).
 (Zitiert auf Seite 32).
- [Sigmund, 2003a] Sigmund, P. und Schinner, A., “Anatomy of the Barkas effect”,
Nuclear Instruments and Methods in Physics B, **212**, 110–117 (2003).
 (Zitiert auf Seite 39).
- [Sigmund, 2003b] Sigmund, P. und Schinner, A., “Barkas effect, shell correction,
 screening and correlation in collisional energy-loss straggling of an
 ion beam”, *The European Physical Journal D*, **23**, 201–209 (2003).
 (Zitiert auf Seite 39).
- [Sigmund, 2006] Sigmund, P. und Schinner, A., “Shell correction in stopping theory”,
Nuclear Instruments and Methods B, **243**, 457–460 (2006).
 (Zitiert auf den Seiten 34, 40).
- [Sigmund, 2004] Sigmund, P., *Stopping of Heavy Ions: A Theoretical Approach*,
 Springer, Berlin (2004).
 (Zitiert auf Seite 32).
- [Sigmund, 2001] Sigmund, P. und Schinner, A., “Effective charge and
 related/unrelated quantities in heavy-ion stopping”, *Nuclear
 Instruments and Methods in Physics B*, **174**, 535–540 (2001).
 (Zitiert auf Seite 37).
- [Slater, 1930] Slater, J. C.,
 “Atomic Shielding Constants”, *Physical Review*, **36**, 57–64 (1930).
 (Zitiert auf Seite 120).
- [Snively, 2000] Snively, R., Key, M., Hatchett, S., Cowan, T., Roth, M., Phillips, T. W.,
 Stoyer, M. A., Henry, E. A., Sangster, T. C., S, S. M., Wilks, S. C.,
 MacKinnon, A., Offenberger, A., Pennington, D., Yasuike, K.,
 Langdon, A. B., Lasinski, B. F., Johnson, J., Perry, M. D., und
 Campbell, E. M.,
 “Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation
 of Solids”, *Physical Review Letters*, **85**, 2945 (2000).
 (Zitiert auf Seite 111).
- [Tauschwitz, 2013] Tauschwitz, A., Basko, M., Frank, A., Novikov, V., Grushin, A.,
 Blazevic, A., Roth, M., und Maruhn, J. A.,
 “2D radiation-hydrodynamics modeling of laser-plasma targets for
 ion stopping measurements”, *High Energy Density Physics*, **9**,
 158–166 (2013).
 (Zitiert auf Seite 119).
- [Tsakiris, 1992] Tsakiris, G. D., “Energy redistribution in cavities by thermal
 radiation”, *Physics of Fluids B*, **4**, 992–1005 (1992).
 (Zitiert auf Seite 30).
-

-
- [Wagner, 2014] Wagner, F., “Kontrastverbesserung an PHELIx”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2014).
(Zitiert auf Seite 46).
- [Wamers, 2006] Wamers, F.,
“Entwicklung eines Detektors für gepulste Schwerionenstrahlen”,
Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (2006).
(Zitiert auf Seite 51).
- [Weyrich, 1989] Weyrich, K., Hoffmann, D., Jacoby, J., Wahl, H., Noll, R., Haas, R., Kunze, H., Bimbot, R., Gardes, D., Rivet, M. F., Deutsch, C., und Fleurier, C., “Energy loss of heavy ions in a hydrogen discharge plasma”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **278**, 52–55 (1989).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Weyrich, 2006] Weyrich, K., Wahl, H., Hoffmann, D., Golubev, A. A., Kantsyrev, A. V., Sharkov, B. Y., Kulish, M., Dudin, S., Mintsev, V. B., Fortov, V. E., und Gryaznov, V.,
“Shockwave-driven, non-ideal plasmas for interaction experiments with heavy-ion beams”, *Journal of Physics A*, **39**, 4749–4754 (2006).
(Zitiert auf Seite 13).
- [Wien, 1896] Wien, W.,
“Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers”, *Annalen der Physik*, **294**, 662–669 (1896).
(Zitiert auf Seite 27).
- [Wiese, 1996] Wiese, W. L., Fuhr, J. R., und Deters, T. M.,
“Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen and Oxygen”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **7**, 1–522 (1996).
(Zitiert auf Seite 38).
- [Wilks, 2001] Wilks, S. C., Langdon, A. B., COWAN, T. E., Roth, M., Singh, M., HATCHETT, S., Key, M. H., Pennington, D., MacKinnon, A., und Snavely, R. A., “Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions”, *Physics of Plasmas*, **8**, 542–549 (2001).
(Zitiert auf Seite 111).
- [Yukawa, 1935] Yukawa, H., “Interaction of elementary particles”, *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, **17**, 48–57 (1935).
(Zitiert auf Seite 37).
- [Zhao, 2003] Zhao, Y., Chen, C. Y., Xia, H. N., Qi, J. B., und Wang, Y. S.,
“Electron-impact ionization cross sections and rates for ions of argon”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **77**, 301–315 (2003).
(Zitiert auf Seite 120).
- [Ziegler, 1985] Ziegler, J. F., Biersack, J. P., und Littmark, U., *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York (1985).
(Zitiert auf den Seiten 36, 37, 122).
-

-
- [Ziegler, 2010] Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., und Biersack, J. P., “SRIM–The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **268**, 1818–1823 (2010).
(Zitiert auf Seite 12).
- [Ziegler, 2004] Ziegler, J. F., “SRIM-2003”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, **219-220**, 1027–1036 (2004).
(Zitiert auf Seite 122).
- [Ziegler, 2013] Ziegler, J. F., *SRIM-2013 Software Package*.
URL: <http://www.srim.org> (Stand 09.04.2015).
(Zitiert auf Seite 121).
- [Zylstra, 2015] Zylstra, A. B., Frenje, J. A., Grabowski, P. E., Li, C. K., Collins, G. W., Fitzsimmons, P., Glenzer, S., Graziani, F. R., Hansen, S., Hu, S. X., Gatu Johnson, M., Keiter, P., Reynolds, H., Rygg, J. R., Séguin, F. H., und Petrasso, R. D., “Measurement of Charged-Particle Stopping in Warm Dense Plasma”, *Physical Review Letters*, **114**, 215002 (2015).
(Zitiert auf Seite 13).



Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Menschen bedanken, die mir diese Promotion ermöglicht haben.

Ich hatte das Glück in einer tollen Arbeitsgruppe aufgenommen zu werden und an Themen forschen zu dürfen, die schnell meine Leidenschaft entfachten. In tiefer Dankbarkeit schaue ich auf eine herrliche Promotionszeit zurück in der ich unglaublich viel lernen konnte und spannende Möglichkeiten hatte an verschiedensten Forschungsprojekten weltweit teilzunehmen.

Ich danke ganz besonders meinem Betreuer Prof. Dr. Markus Roth für das mir entgegen gebrachte Vertrauen mich als völlig fachfremden Doktoranden in seiner Arbeitsgruppe aufzunehmen und für die Möglichkeiten die er mir bot an verschiedensten Experimenten und Herausforderungen mitarbeiten zu können.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Oliver Boine-Frankenheim als Zweitgutachter für meine Arbeit zu fungieren.

Mein Dank gilt Dr. Abel Blazevic, Dr. Dennis Schumacher und Dr. Alexander Frank. Zum einen für die Mühe und Geduld mit der sie mich Anfangs in die für mich neue Thematik, die Experimentiertechnik und den Messplatz eingearbeitet haben und zum anderen für die unermüdliche Unterstützung bei Experimenten und theoretischen Fragen während der gesamten Doktorarbeit.

Ich danke meinem Kondoktoranden und Bürokollegen Dr. Florian Wagner für die herrliche gemeinsame Zeit, sei es beim schrauben, beim experimentieren, beim joggen, bei den Kaffee pausen oder beim viel zu seltenen gemeinsamen feiern. Ich danke Dir insbesondere für die vielen Gespräche über Liebe, Frauen, das Leben und die Zukunft sogar dann noch wenn wir mal wieder mitten in der Nacht in einer Targetkammer rumschraubten und versuchten alles zu retten. Unvergessen bleiben für mich die Schottlandreise und gemeinsame Strahlzeit am RAL in Oxford.

Des Weiteren danke unseren beiden Franzosen Dr. Vincent Bagnoud und Dr. Witold Cayzac für die vielen lustigen gemeinsamen Momente. Im speziellen danke ich Vincent für die unkomplizierte und unbürokratische Hilfe in allen Belangen mit dem PHELIX Laser und Witold für die immense theoretische Unterstützung im Bereich der Stopping Theorie und bei der Interpretation der Messdaten.

Mein Dank gilt dem gesamten PHELIX Team, Dr. Udo Eisenbarth, Dr. Stefan Götte, Sabine Kunzer, Dirk Reemts und Dr. Bernhard Zielbauer für die große Unterstützung in den letzten vier Jahren, sei es beim Experimentieren, beim Laser reparieren, beim Aushelfen mit technischen Geräten, bei der Labview Programmierung oder einfach nur beim Kaffee trinken im Kontrollraum.

Ich danke Dr. Gabriel Schaumann und alle Helfern im Targetlabor für die Unterstützung beim wochenlangen Targetbau. Insbesondere danke ich Torsten Abel für das Laserschneiden, Robert Jäger für die zahlreichen Vakuumtips und Oliver Deppert für seinen Noteinsatz beim Bau der letzten Charge an Hohlraumtargets.

Ich danke meinen Simulanten aus Frankfurt, namentlich Dr. Mikhail Basko, Dr. Anna Tauschwitz und Steffen Faik für die Durchführung der zahlreichen Hydrodynamik Rechnungen und der Hilfe beim Interpretieren und Auswerten der Ergebnisse.

Des Weiteren danke ich allen weiteren Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für die Unterstützung und gemeinsame Zeit. Insbesondere Jan Helfrich für die vielen Kletterabende, Oliver Depert für die unerlässliche IT und Programmierhilfen, Annika Kleinschmidt und Dr. Simon Busold für das ausführliche Korrekturlesen meiner Arbeit sowie Stefan Bedacht und Dr. Dominik Kraus für die Möglichkeit an ihren Experimenten in England mitarbeiten zu dürfen.

Ich danke Dominik Struck und Dr. Christian Fleer für die ausführlichen orthographischen Korrekturen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Dominique und Werner Ortner. Nur durch Eure jahrelange Unterstützung war mein Studium und meine Promotion überhaupt möglich. Ich danke Euch für alle Fähigkeiten, die Ihr mir in meiner Kindheit und Jugend mitgegeben habt. Insbesondere danke ich dir Papa für die praktischen Fähigkeiten die ich in den vielen vielen Stunden in unserer Werkstatt gelernt haben und die für diese Arbeit unersetzlich waren. Ich danke meinem Bruder Fabrice Ortner die viele Unterstützung. Deine ausgeglichene Art einfach für mich da zu sein und Dein Glaube an mich waren und sind eine große Inspiration und Unterstützung für mich. Ich danke meiner Tante Helga Torda für die Möglichkeit mich bei ihr für einen Monat für eine Schreiberetreat zurück ziehen zu können. Diese Zeit hat maßgeblich dazu beigetragen diese Arbeit auf Papier zu bringen.

Außerdem danke ich meinen »Kaffee-Mädels« Niki, Nicole, Ellen, Tanja, Jana und Sarah für die zahlreichen Kaffeepausen in den letzten Monaten, wenn mich am heimischen Schreibtisch nachmittags der Frust- und Einsamkeitskoller überkam. Zu guter letzt danke ich meinen Bundesbrüdern der T!MA aus Freiburg die immer zur Verfügung standen, wenn ich mal wieder einen kognitiven Reset brauchte und mich ein Wochenende lang in meine alte Musenstadt absetzten musste.

Vielen vielen Dank Euch allen

Alex Ortner

Frankfurt den 9. Juli 2015

Lebenslauf

Persönlichen Informationen

Name	Alex Ortner
Geburtstag	26.09.1982
Geburtsort	Roth
Nationalität	Deutsch

Ausbildung

Seit April 2013	Fern-Universität Hagen Teilzeitstudium der Philosophie
Februar 2011 - Juli 2015	Technische Universität Darmstadt Promotionsstudium Physik
Oktober 2003 - September 2010	Albert-Ludwigs-Universität Freiburg Diplomstudium der Physik Lehramtsstudium der Physik, Mathematik und Geographie
September 1991 - Juni 2002	Freie Waldorfschule Wendelstein Abitur

Praktische Erfahrung und Auslandsaufenthalte

Seit April 2011	TU Darmstadt, GSI Helmholtzzentrum Darmstadt Wissenschaftler und Experimentator
Juli 2014 - August 2014	Rutherford Appleton Laboratory, GB Forschungsaufenthalt
Februar 2013 - März 2013	Rutherford Appleton Laboratory, GB Forschungsaufenthalt
April 2012 - Juli 2013	Technische Universität Darmstadt Universitäre Lehre
September 2008 - Juli 2009	Albert-Ludwigs-Universität Freiburg Universitäre Lehre
September 2006 - April 2007	Gymnasium Titisee-Neustadt Praxissemester Lehramtsstudium
Juli 2006 - August 2006	USA und Kanada Geographische Forschungsexkursion



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 14. April 2015

(Alex Ortner)